

# 富山大学工学部紀要

第39卷

**Bulletin of**  
**Faculty of Engineering**  
**Toyama University**  
**Vol. 39**



# 目 次

1. 「退官記念論文」 私の歩んで来た道	……………吉田順作…………… 1
2. 空気圧管路等の動特性とその等価系（英文） ……………松本幸生・大住 剛・高瀬博文・宮野秀昭…………… 5	
3. 13クロムステンレス鋼の研削残留応力に 及ぼす焼戻し組織の影響 ……………能登谷久公・高辻雄三……………16	
4. Homojunction in Sprayed CuInS Thin-Film ……………川辺 徹・角谷哲哉・町野美香・女川博義・宮下和雄……………22	
5. IDRC法によるZnS薄膜の局在準位の測定 ……………柴 天恩・柴田 幹・宮下和雄…………… 28	
6. 太陽紅炎の形成及び振動の動的モデル（英文） ……………坂井純一・A. Colin E. Priest ……… 35	
7. 研究者の自己評価の方法 ……………坂井純一…………… 51	
8. 昭和61年度修士論文概要一覧……………67	



## 私の歩んで来た道

電子工学科 吉 田 順 作

### 1° はじめに

工学部紀要委員の方より原稿執筆を依頼された。さて何を書いたらよいか？と思い悩んでみたが、やはり私の長い研究履歴をふり返り、その間の挿話をはさんでの記述をしては……と考えて筆をとった次第である。

### 2° 終戦からマイクロ波まで

私が北大工学部電気工学科を卒業してNHKに入ったのは、昭和19年9月、終戦の1年前のことであった。直ちに兵事休職となり陸軍兵技技術候補生として神奈川県渚野辺の陸軍兵器学校に入隊、4ヶ月の訓練を受けた。(本学の広岡脩二教授、養田実名誉教授とはこの時の同期生である。)翌20年2月11日、陸軍技術中尉に任官、陸軍登戸研究所(川崎市生田)に赴任したものである。

登戸研究所というのは、陸軍の非正規兵器の研究を担当する所で、例の風船爆弾④をやった研究所である。私が配属になったのは通信機器研究のホハ研究室で、2月末所内で開催された④の祝賀会に、参列したのを覚えている。送受信回路の実験研究に従事した訳であるが、戦力にならず仕舞いで終戦を兵庫県小川村の同研究所関西分室で迎えたものであった。

昭和20年9月上旬、予備役編入の辞令を貰い復員、NHKに復職した。技術研究所第2部(受信研究)に配属となり、受信機回路、受信アンテナの研究を担当することになった次第でした。

戦後の混乱期で、食糧不足、物資不足が定常化し、物価高騰の荒波が逆巻く世相の中で、測定器を修理したり自作したりして実験データを……といった日々が続いたものでした。

昭和23年12月、NHKでもマイクロ波の研究を始めることとなって、技術研究所に特別職制として“極超短波研究室”が設けられ、原源之助、鈴木桂二のお二人を中心とした8名の研究グループが作られ、私も参加するよう命ぜられた次第でした。

漫然と基礎研究を…というよりは、何か目標を定めてこれを指向する…というような研究の進め方がよいのではないかと、という事になって、テレビ中継を目標に選んだ訳でした。

予算獲得の為にもまずPRだということで、24年5月の技研公開にデモンストレーションをやろうと、8名が分担を決めて、3GHzの送受信機を試作し、研究室内のたかだか10m弱の送受信アンテナ間距離でしたが、本邦で初めて無線で伝送されたテレビ画像という事で好評を博したものです。私はアンテナを担当し、2m×1m開口の電波レンズと、1.2mφのパラボラを用意した訳でしたが、いま思えば、正宗の名刀で刺身を…のようなバロディ的な光景であったものです。

25年6月だったと思いますが、テレビ本放送も近いという事で、銀座の三越会場でテレビ公開の催しがあり、砧の技研スタジオからマイクロ中継をし、中継機のお守りに交代で銀座三越の屋上に会期中つめていたものです。たまたま私の当番の時に、電波雑誌の編集部の男が現れて、“マイクロ波の特集をやる事になったので表紙の写真になる様なものを撮らせて下さい”と。“まあいつだろう、そこにあるパラボラアンテナでも撮りな”と言うと、“やっぱり人物が入らないと……”と頼まれた。仕方がないのでモデルをつとめた訳だが、この時贈呈された雑誌が47年改築のため取こわす事になった旧居の屋根裏より出て来たものである。ウツと息を飲み込む様な、気品と教養に満ちあふれ、活力がにじみ出ているいゝ男の顔が現れ、うたゝ感慨にたえなかった次第でした。

26年6月テレビジョン研究部（送像，受像，中継，送信の4研究室）が創設され，私達のグループはテレビ中継研究室として研究を実施することになった。いろいろな経緯があって東京でテレビの本放送，大阪，名古屋で実験放送が開始されたのが，28年2月1日であったが，これを目途に，東名阪マイクロ中継回線を実現すべく準備にとりかゝったのが，テレビ研究部創設直後からのことであった。NHKがテレビ放送を開始するとすれば，当然全国放送を考えてゆかねばならない。この為には電々公社（NTT）が計画中であったマイクロ波テレビ中継回線の建設を早急に実現してほしいという要望を，この当時NHKよりNTTに出していた様であるが，NTTの返答がはかばかしくない…というので，それでは自営回線を作ろうということになったらしい。

4GHz帯で3W出力のTWT（進行波管）を東芝マツダ研究所で実用化したという話を聞いて，これをベースに4GHz帯の通り中継機（被変調波を中間周波段階で周波数変換して送出する中継機）をNHK技研と東芝との共同研究により実用化し，双子，牧の原，大山，名古屋，霊山の5中継所に，これを設置，東京，生駒には送受信端局を…という東名阪回線を作り上げた訳であった。

私の担当はアンテナであった。中継区間距離最大100kmという当時としては破天荒の長距離中継を実現するためには，高利得の大開口アンテナを用意しなくてはならない。電波レンズとパラボラとが候補として考えられる。私が学問的に興味を持っていたのは電波レンズの方であったので，何とかならないかと検討を加えてみた。が，山頂に設置するアンテナとしては，台風時の風圧に耐える構造が必要であり，この為にはパラボラしかないという結論になったものであった。それで当時としては最大開口の4m $\phi$ パラボラを8分割方式で横河橋梁(株)に12面作成してもらって各中継所に設置したものであった。水平垂直方向とも半値角が3°程度の高利得アンテナであるので，設定時の方向調整がデリケートで，ある中継所ではサイドローブに方向を合せてしまい“変だ変だ…”という騒ぎをおこした事もあったが，何とか28年2月1日のテレビ本放送開始に間に合せることが出来た訳である。

このプロジェクトは，技研が中心となって，NHKの技術部門より精鋭を集めた50名以上の人員で，29年9月末まで実施されました。我国における初めての長距離テレビ中継回線の実用化で，いろいろな面白い挿話もありますが，長くなりますのでこの辺でやめておきます。

### 3° テレビ帯域圧縮からVTR，ファクシミリまで

29年10月よりは，NTTがやっと完成した東名阪マイクロ回線をNHKも使うということになって，私達のグループは，最も面白い長距離中継の研究テーマを失うことになったものでした。

代りに選んだテーマが“テレビ信号帯域圧縮”というものでした。戦後Wiener, Shannon etcの著作によって提起されたInformation Theory（情報理論）が学会でブームを呼んでいる…といった時代相でした。テレビ信号というのは，画素相関，ライン相関，フレーム相関という3次元の相関の強い信号で，非常に大きな冗長度を持っている信号です。この冗長度を除去して伝送するうまい符号化処理を実現できれば，1/10乃至1/100の帯域圧縮も夢ではなからう…と，取組んだ訳でした。研究室名をテレビ伝送研究室と改め，研究室主任に私，担当副部長が鈴木桂二氏，研究室員が井口喜雄，安東平一郎，木村悦郎，石引道朗，桑田徳治，稲津稔，佐々昂一，岩沢嵩といった陣容だったと思います。

効率的な信号処理をするためには，記憶装置(Memory)と遅延装置(Delay)が不可欠のものです。1ライン遅延装置として当時東大第2工学部助教授だった尾上守夫先生のアドバイスを受けて，熔融水晶を遅延素子として開発しましたが，伝送信号帯域中，S/Nの点で，限定した目的以外には使えぬものでした。でも1つの橋頭堡を築いたという意味は大きく，このあと多角的に利用された様に覚えています。

フレーム単位での遅延装置としても使える記憶装置として，①Xerographyの静電記録 ②蓄積管によるメモリー ③磁気テープ記憶装置の3つを取上げて研究を開始したのが，昭和30年か31年であったと思います。①については基礎研究段階で見切をつけたが，②は米国製の管を使っ

を技研公開時に出せる様になり、相撲放送の駒どり再生に使えるという事で、電子管研究部が乗気になり、低速度走査の改良管を開発して1～2年後の放送実用化につなげたものです。画質の点では、画像処理の目的には遠いものでしたが。

③の磁気テープ記憶装置を取上げたことが、以後私がVTRの研究にのめり込んでゆく端緒になったもので、2年前に日本応用磁気学会誌（Vol 9 No.3, 1985）に“磁気記録と私”という題であらましを書きました。ご関心のあられる方にはそちらを参照していただく事にして、他の話に移りたいと思います。

私達がテレビ帯域圧縮のテーマを選んだ時の目標は、1つはVTRの実現でしたが、もう1つが“短波によるテレビ国際中継”でした。昭和35年のローマオリンピックを目途に、KDDと共同研究を始めたのが昭和32年頃であった様な気がします。走査線数を減らして垂直・水平方向の解像度を落す、毎秒像数を落す、それでも足らぬ分は時間をのばす、といった“やれば出来る”に決っている案をベースに企画を進め、出来得べくんば些少なりとも“帯域圧縮処理の薬味”を入れたシステムを考えようという訳で苦闘を重ねたものでしたが、結局のところは“やれば出来る”システムで実用化に成功した次第でした。この時、ローマ及び東京の端局におけるモニターに、NECの写真電送機を改修して利用したもので、NECのファクシミリグループとのおつき合いの始まりでありました。

NHK技研で、トランジスタ式電子計算機“砧1号”を試作したのが昭和33年でしたでしょうか。帯域圧縮の研究に“コンピュータ・シミュレーション”を…ということで大分トライしてみたものでしたが、演算速度が遅くメモリ容量の小さなコンピュータでしたから、プログラミングの練習にはなかったものの実効は上がらなかったものでした。

昭和38年6月、特別職制として記録技術特別研究室が創設され、私が室長に任ぜられました。担当研究分野は、磁気記録（録画と録音）、画像記録（ファクシミリ）でした。ファクシミリ技術についてのNHKにおける研究実績は皆無の状態でしたが、“ポスト・カラー”として“ファクシミリ放送”を意図する機運があり、記録管を使用する電子走査ファクシミリをホーム端末とするシステムの基礎研究を実施するというものであった訳です。

記録管として静電記録用の静電記録管と、電子写真記録用のFO（ファイバーオプチック）記録管の開発を、電子管研究部の全面的な協力により進める一方、受信記録装置の開発、送像側の文字信号発生器の試作などを進めたものでした。放送開始（いつになるのか分かりませんでしたが）に備えて、放送部門の方々に予備知識を持っていただこうと“放送文化研究所との定例連絡会”を発足させるなど私としては精一杯の努力をしたつもりでしたが、要するに“時期尚早”ということであった様です。

折角苦勞して開発した電子ファクシミリの技術が無駄にする訳にもゆかず、業務用の局間連絡ファクシミリとして実用化いたしました。欲求不満の残ったプロジェクトではありましたが。

こんな事で、中間管理職の悲哀を味わいながらノイローゼ気味になっていた昭和43年5月、交通事故の奇禍に会い、救急病院で入院1ヶ月、研究の第一線を退く様になったのは、今から考えて見ると幸運であったと思います。

以来人生観が少し変わった様で、“マイペースを崩さぬ”ことを第一義の価値感に置いて現在まで参りました。

電子ファクシミリをやったお陰で、ファクシミリの研究集会“実写研究会”に加入、昭和47年にこの研究会が発展して“画像電子学会”が発足した折、発起人の員数に加えていただき、学会活動で多くの知己友人を持つことが出来ました。“禍福はあざなえる縄のごとし”といえる様です。

#### 4° あとがき

昭和54年1月31日NHKを定年退職。翌2月1日付で富山大学工学部電子工学科応用電子講座の教授に任ぜられ、以来9年余、若くて純心な、素質のある学生達に囲まれ充実した毎日を過してこれた

事は、非常な幸せでありました。

富山大学での9年間をふり返って見ても、書き残しておきたい話題が幾つかございますが、与えられた紙面も過ぎましたので、稿を改めて別にとりまとめることとし、この辺りで擱筆することといたします。

—以上—



# Dynamic Characteristics of Pneumatic Transmission Lines and its Equivalent Systems

By Yukio Matsumoto, Tsuyoshi Ohsumi,  
Hirofumi Takase and Hideaki Miyano

Department of Mechanical Engineering for Production  
Faculty of Engineering, Toyama University

Dynamic characteristics of pneumatic transmission line systems composed of terminal volumes and lines with multiple junctions are analyzed. Frequency characteristics are derived from the transfer functions and transient responses are calculated by the characteristic curve method, and they are compared with the experimental results.

Moreover, instead of the exact expression of complicated system with junction such as branching system, volume terminated single line with equivalent length and equivalent volume is proposed by using its similarity with the second order oscillatory system. Difference between the exact and its equivalent systems are compared by frequency and transient responses and good agreements are obtained.

## 1. Nomenclature

A : heat equivalence of mechanical energy [kcal/kgm]  
a : radius of tube [m]  
c : acoustic phase velocity [m/s]  
 $c_p$  : specific heat capacity at constant pressure [kcal/kg°C]  
 $c_v$  : specific heat capacity at constant volume [kcal/kg°C]  
g : gravitational coefficient [m/s<sup>2</sup>]  
 $J_n$  : Bessel function of the 1st kind of order n  
 $j \equiv \sqrt{-1}$  [dl]  
L : length of transmission line [m]  
M : mass flow [(kg/s)/(m/s<sup>2</sup>)]  
n : polytropic exponent [dl]  
P : pressure [kgf/m<sup>2</sup>]  
Pr : Prandtl number [dl]  
Q : volume of terminal element [m<sup>3</sup>]  
r : radius position [m]  
s : Laplace variable respect to time [1/s]  
t : time[s]  
v : velocity [m/s]  
x : axial position [m]  
Y : shunt admittance per unit length [ms/m]

- $Z$  : series impedance per unit length [ $1/m^2s$ ]  
 $Z_c$  : characteristic impedance [ $1/ms$ ]  
 $Z_r$  : load impedance [ $1/ms$ ]  
 $\Gamma$  : propagation operator [ $1/m$ ]  
 $\kappa \equiv c_p/c_v$  : ratio of specific heats for perfect gas [dl]  
 $\lambda$  : thermal conductivity of perfect gas [ $kcal/ms^\circ C$ ]  
 $\mu$  : viscosity coefficient [ $kgf \cdot s/m^2$ ]  
 $\nu$  : kinematic viscosity [ $m^2/s$ ]  
 $\rho$  : gas density [ $(kg/m^3)/(m/s^2)$ ]  
 $\theta$  : temperature of gas [ $^\circ C$ ]

\* subscript  $o$  means the steady state value

## 2. Dynamic Analysis

The following basic assumptions are made in deriving the fundamental equations of a compressible fluid:

- (a) The flow and temperature distribution across the pipe sectional area are axi-symmetric.
- (b) The radial velocity is very small compared to the axial velocity.
- (c) There is no force from the outside.
- (d) The pressure is uniform across the sectional area.
- (e) There is no heat supply from the outside.

Therefore, from the equations of momentum, energy, continuity and state, the first order (small-amplitude) acoustic equations in the cylindrical line case are given below.

$$\text{momentum; } \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\text{energy; } \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{A}{\rho g C_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\lambda}{\rho g C_p} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\text{continuity; } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\text{state for gas; } \frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{d\theta}{\theta} \quad (4)$$

Taking the Laplace transforms of eqs. (1)~(4) with respect to  $t$ , solving them under the boundary condition local velocity must be zero at  $r=a$  and integrating the resulting equations over the cross sectional area, and combining them to obtain the relation between the mass flow and the pressure gradient along the longitudinal direction, yields

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -Z \cdot M \quad (5)$$

where

$$Z = \frac{s}{\pi a^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{2J_1(ja\sqrt{s/\nu_0})}{ja\sqrt{s/\nu_0} J_0(ja\sqrt{s/\nu_0})}}$$

Similarly solving the temperature distribution over the cross section under the boundary condition the temperature must be equal to zero at  $r=a$ , and combining eqs. (3) and (4) to obtain the relation between the pressure and the mass flow gradient along the longitudinal direction, yields

$$\frac{\partial M}{\partial x} = -Y \cdot P \quad (6)$$

where

$$Y = \frac{\pi a^2 \rho_0 s}{x P_0} \left\{ 1 + \frac{2(x-1) J_1(ja\sqrt{Pr \cdot s/\nu_0})}{ja\sqrt{Pr \cdot s/\nu_0} J_0(ja\sqrt{Pr \cdot s/\nu_0})} \right\}$$

Therefore, rearranging eqs. (5) and (6) into the vector partial differential equation form, the basic equation for the further analysis of acoustic behavior of a gas in a tube can be written in the form

$$\frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} P \\ M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -Z \\ -Y & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P \\ M \end{bmatrix} \quad (7)$$

From eq. (7), another useful representation is given,

$$\begin{bmatrix} P(0,s) \\ M(0,s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma x & Zc \sinh \Gamma x \\ 1/Zc \sinh \Gamma x & \cosh \Gamma x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P(x,s) \\ M(x,s) \end{bmatrix} \quad (8)$$

The transfer function relating terminal points is, then

$$\frac{P(L,s)}{P(0,s)} = \frac{1}{\cosh \Gamma L + Zc/Zr \cdot \sinh \Gamma L} \quad (9)$$

whereas the transfer function can be expanded in the form

$$\frac{P(L,s)}{P(0,s)} = \frac{2}{1+Zc/Zr} e^{-\Gamma L} - \frac{2}{1+Zc/Zr} \left( \frac{1-Zc/Zr}{1+Zc/Zr} \right) e^{-3\Gamma L} + \frac{2}{1+Zc/Zr} \left( \frac{1-Zc/Zr}{1+Zc/Zr} \right)^2 e^{-5\Gamma L} - \dots \quad (10)$$

where

$$\frac{Zc}{Zr} = \frac{Q}{\pi a^2} \sqrt{ZY} \quad (11)$$

and

$$Zr = \frac{P(L,s)}{M(L,s)} \propto \frac{1}{Q} \quad (12)$$

Therefore, in case of blocked line without terminal volume, the transfer function and its expanded form will become

$$\frac{1}{\cosh \Gamma L} = 2 e^{-\Gamma L} - 2 e^{-3\Gamma L} + 2 e^{-5\Gamma L} - \dots \quad (13)$$

while the propagation operator  $\Gamma$  is expressed as follows using the asymptotic expansion.

$$\Gamma = \sqrt{ZY} = \frac{s}{c} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{x-1}{\sqrt{\sigma}} \right) \left( \frac{\nu}{a^2 s} \right)^{1/2} + \left\{ 1 + \frac{x-1}{\sqrt{\sigma}} - \frac{x(x-1)}{2\sigma} \right\} \left( \frac{\nu}{a^2 s} \right) \dots \right] \quad (14)$$

where

$$\sigma = \frac{\nu_0 \cdot L / C}{a^2}$$

From eqs. (11), (14)  $Z_c/Z_r$  will be proportional to  $s^1$  at high frequencies for volume terminated line and consequently at eq. (10)

$$\left| \frac{2}{1 + Z_c/Z_r} \right| \ll 2.0 \quad (15)$$

Now consider the volume terminated network containing 2 junctions (Fig. 1)

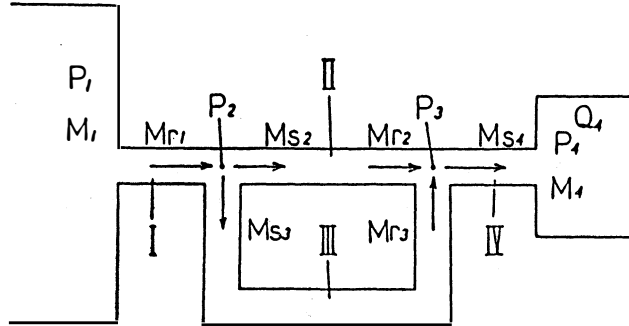


Fig. 1

Line matrix equations for I ~ IV are written as follows

$$\text{I : } \begin{bmatrix} P_1 \\ M_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma_1 L_1 & Z_{c1} \sinh \Gamma_1 L_1 \\ 1/Z_{c1} \sinh \Gamma_1 L_1 & \cosh \Gamma_1 L_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2 \\ M_{r1} \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\text{II : } \begin{bmatrix} P_2 \\ M_{s2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma_2 L_2 & Z_{c2} \sinh \Gamma_2 L_2 \\ 1/Z_{c2} \sinh \Gamma_2 L_2 & \cosh \Gamma_2 L_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_3 \\ M_{r2} \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\text{III : } \begin{bmatrix} P_2 \\ M_{s3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma_3 L_3 & Z_{c3} \sinh \Gamma_3 L_3 \\ 1/Z_{c3} \sinh \Gamma_3 L_3 & \cosh \Gamma_3 L_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_3 \\ M_{r3} \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\text{IV : } \begin{bmatrix} P_3 \\ M_{s4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma_4 L_4 & Z_{c4} \sinh \Gamma_4 L_4 \\ 1/Z_{c4} \sinh \Gamma_4 L_4 & \cosh \Gamma_4 L_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_4 \\ M_4 \end{bmatrix} \quad (19)$$

from eqs. (16)~(19), transfer function relating  $P_1$  and  $P_4$  is

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{1}{\cosh \Gamma_1 L_1 + \frac{Z_{c1}}{Z_{r1}} \sinh \Gamma_1 L_1} \times \frac{1}{\cosh \Gamma_2 L_2 + \frac{Z_{c2}}{Z_{r2}} \sinh \Gamma_2 L_2} \times \frac{1}{\cosh \Gamma_4 L_4 + \frac{Z_{c4}}{Z_{r4}} \sinh \Gamma_4 L_4} \quad (20)$$

where, terminal impedance of line I is

$$Z_{r1} = \frac{P_2}{M_{r1}} \quad (21)$$

and mass balance at the junction of the line labeled I, II and III will be

$$M_{r1} = M_{s2} + M_{s3} \quad (22)$$

So  $Z_{r1}$  is written as follows by applying eqs. (17), (18), (21) and (22).

$$Z_{r1} = \frac{1}{\frac{1}{P_2/Ms_2} + \frac{1}{P_2/Ms_3}}$$

$$= \frac{1}{\frac{Z_{c2} \cdot \cosh \Gamma_2 L_2 + Z_{r2} \cdot \sinh \Gamma_2 L_2}{Z_{r2} \cdot \cosh \Gamma_2 L_2 + Z_{c2} \cdot \sinh \Gamma_2 L_2} \cdot \frac{1}{Z_{c2}} + \frac{Z_{c3} \cdot \cosh \Gamma_3 L_3 + Z_{r3} \cdot \sinh \Gamma_3 L_3}{Z_{r3} \cdot \cosh \Gamma_3 L_3 + Z_{c3} \cdot \sinh \Gamma_3 L_3} \cdot \frac{1}{Z_{c3}}}} \quad (23)$$

More generally, consider the multiple junction where connects with k lines, mass balance will be

$$Mr_1 = Ms_2 + Ms_3 + \dots + Ms_{k+1} \quad (24)$$

$$Mr_2 + Mr_3 + \dots + Mr_{k+1} = Ms_{k+2} \quad (25)$$

Then, the terminal impedance of branch point:  $Z_{r1}$

$$Z_{r1} = \frac{1}{\sum_{i=2}^{K+1} \frac{Z_{ci} \cdot \cosh \Gamma_i L_i + Z_{ri} \cdot \sinh \Gamma_i L_i}{Z_{ri} \cdot \cosh \Gamma_i L_i + Z_{ci} \cdot \sinh \Gamma_i L_i}}$$

and the terminal impedance of confluence point:  $Z_{r2}$

$$Z_{r2} = \frac{\sum_{i=2}^{K+1} \frac{Z_{c2} \cdot \sinh \Gamma_2 L_2}{Z_{ci} \cdot \sinh \Gamma_i L_i}}{\frac{Z_{c_{k+2}} \cdot \cosh \Gamma_{k+2} L_{k+2} + Z_{r_{k+2}} \cdot \sinh \Gamma_{k+2} L_{k+2}}{Z_{r_{k+2}} \cdot \cosh \Gamma_{k+2} L_{k+2} + Z_{c_{k+2}} \cdot \sinh \Gamma_{k+2} L_{k+2}} \cdot \frac{1}{Z_{c_{k+2}}} - \sum_{i=2}^{K+1} \frac{\cosh \Gamma_2 L_2 - \cosh \Gamma_i L_i}{Z_{ci} \cdot \sinh \Gamma_i L_i}} \quad (27)$$

Terminal impedance of line IV will be written by applying the volume terminated line impedance

$$Z_{r4} = \frac{n P_0}{Q_4 \rho_0 s} \quad (28)$$

In the case that the line specifications of II, III are exactly the same, the terminal impedances (26), (27) will be simplified as follows;

$$Z_{r1} = \frac{1}{\frac{Z_{c2} \cdot \cosh \Gamma_2 L_2 + Z_{r2} \cdot \sinh \Gamma_2 L_2}{Z_{r2} \cdot \cosh \Gamma_2 L_2 + Z_{c2} \cdot \sinh \Gamma_2 L_2} \cdot \frac{2}{Z_{c2}}} \quad (29)$$

$$Z_{r2} = \frac{2}{\frac{Z_{c4} \cdot \cosh \Gamma_4 L_4 + Z_{r4} \cdot \sinh \Gamma_4 L_4}{Z_{r4} \cdot \cosh \Gamma_4 L_4 + Z_{c4} \cdot \sinh \Gamma_4 L_4} \cdot \frac{1}{Z_{c4}}} \quad (30)$$

By applying the impedances (29), (30), the transfer function  $P_4/P_1$  (eq. (20)) will be rewritten in the form

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{1}{(\cosh \Gamma_1 L_1 \cdot \cosh \Gamma_2 L_2 + 2 \sinh \Gamma_1 L_1 \cdot \sinh \Gamma_2 L_2) \cdot}$$

$$\begin{aligned}
 & (\cosh \Gamma_4 L_4 + \frac{Zc_4}{Zr_4} \sinh \Gamma_4 L_4) + \\
 & \frac{1}{2} (\cosh \Gamma_1 L_1 \cdot \sinh \Gamma_2 L_2 + 2 \sinh \Gamma_1 L_1 \cdot \cosh \Gamma_2 L_2) \cdot \\
 & (\sinh \Gamma_4 L_4 + \frac{Zc_4}{Zr_4} \cosh \Gamma_4 L_4)
 \end{aligned} \tag{31}$$

Putting in order the denominator of eq. (31), it is easy to find by simple inspection, the transfer function is similar of volume terminated single line with equivalent length  $\bar{L}$ , (Fig. 2)

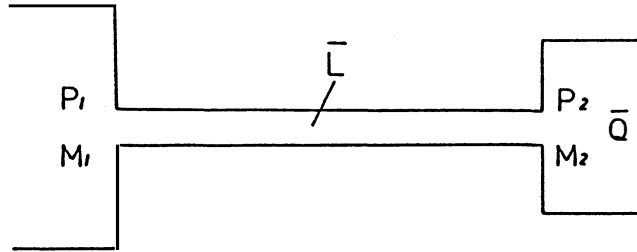


Fig. 2

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{\cosh \Gamma (\bar{L}_1 + \frac{1}{2} \bar{L}_2 + \bar{L}_4) + \frac{Zc_4}{Zr_4} \sinh \Gamma (\bar{L}_1 + \frac{1}{2} \bar{L}_2 + \bar{L}_4)} \tag{32}$$

and 
$$\bar{L} = L_1 + \frac{1}{2} L_2 + L_4 \tag{33}$$

### 3. Experimental Results

Figure 6 is a schematic diagram of experimental set up. Tests were run using copper tubings with inner diameter 7.4mm. The sinusoidal pressure signals created by the combination of low-frequency signal generator and electro-pneumatic transducer and transmitted to the test line were detected at the sending and receiving end of the pneumatic system by use of semiconductor transducer and were recorded on the digital memoryscope simultaneously as the input and output signal. The amplitude of the pressure signals were kept small within 1~2mmAq. enough to satisfy the linearity assumption. The step pressure signal was created by evacuating the line (to -25 mmAq) and then rupturing thin rubber membrane. The created pressure signals were kept small enough to satisfy the linearity assumption and sharp enough to be considered as stepwise signals with respect to the dynamic characteristics of the signal-subjected systems.

The pressure transducer at the input end was used for triggering the digital memoryscope to sweep the voltage change signal of the transducer at the output end, which was recorded by X-Y recorder.

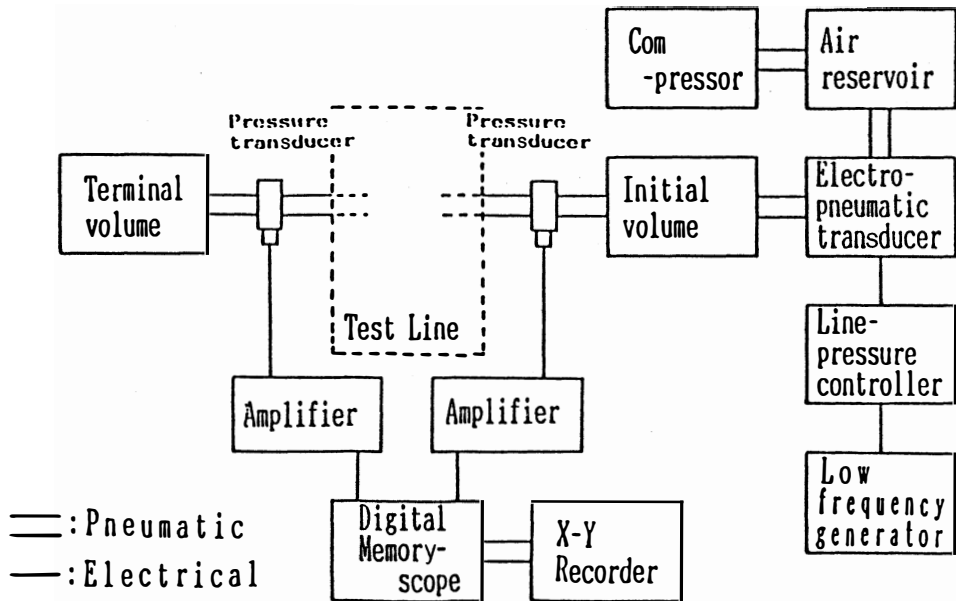


Fig. 3 Schematic diagram of experimental apparatus

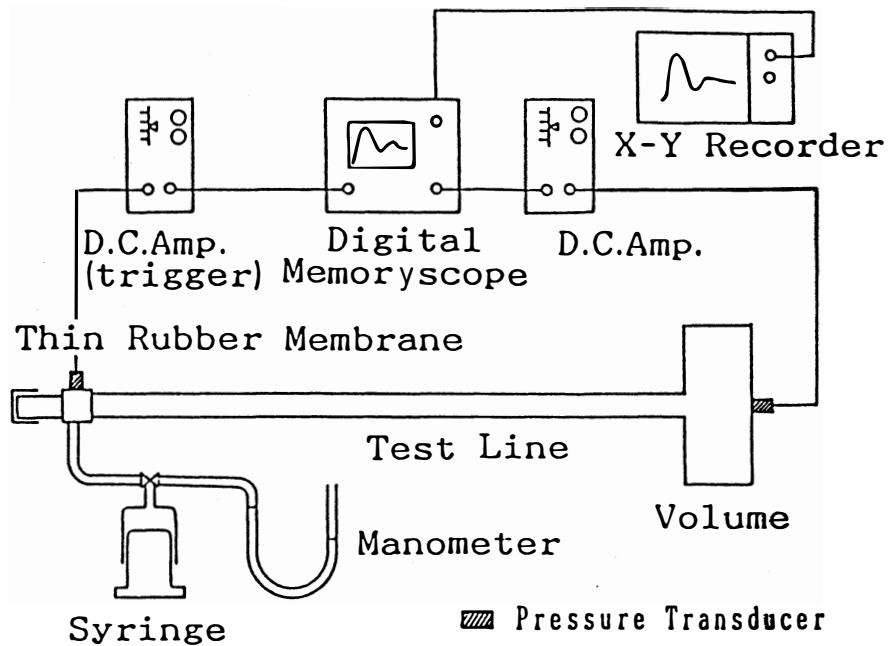


Fig. 4 Schematic diagram of test setup

Fig. 5~10 show the comparison between the theoretical results and the experimental results in the various kinds of combination of transmission lines for both frequency and transient characteristics.

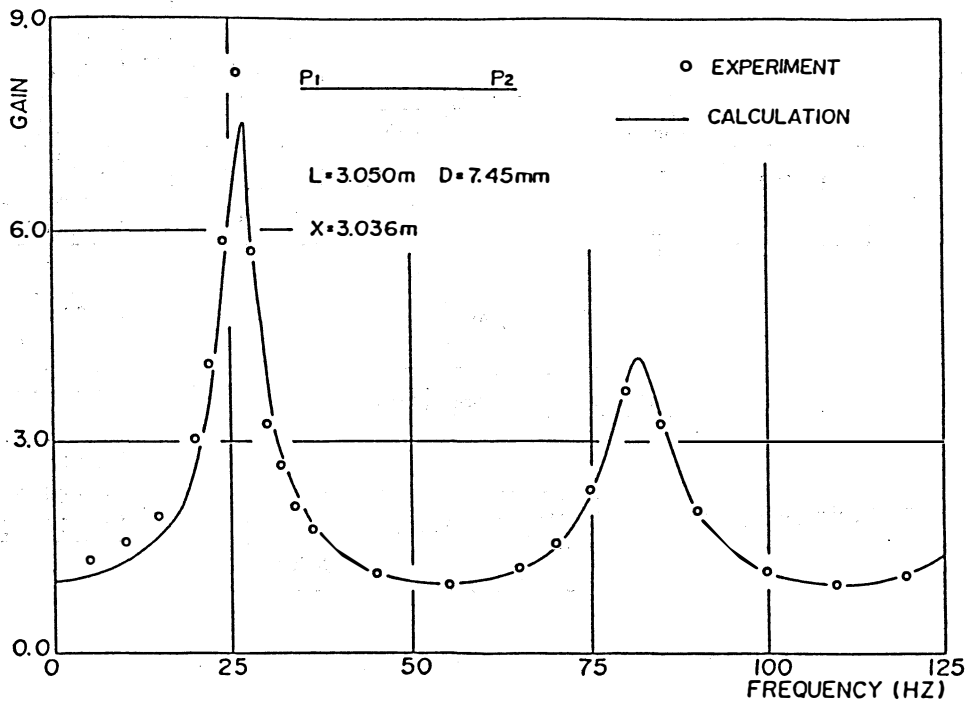


Fig. 5

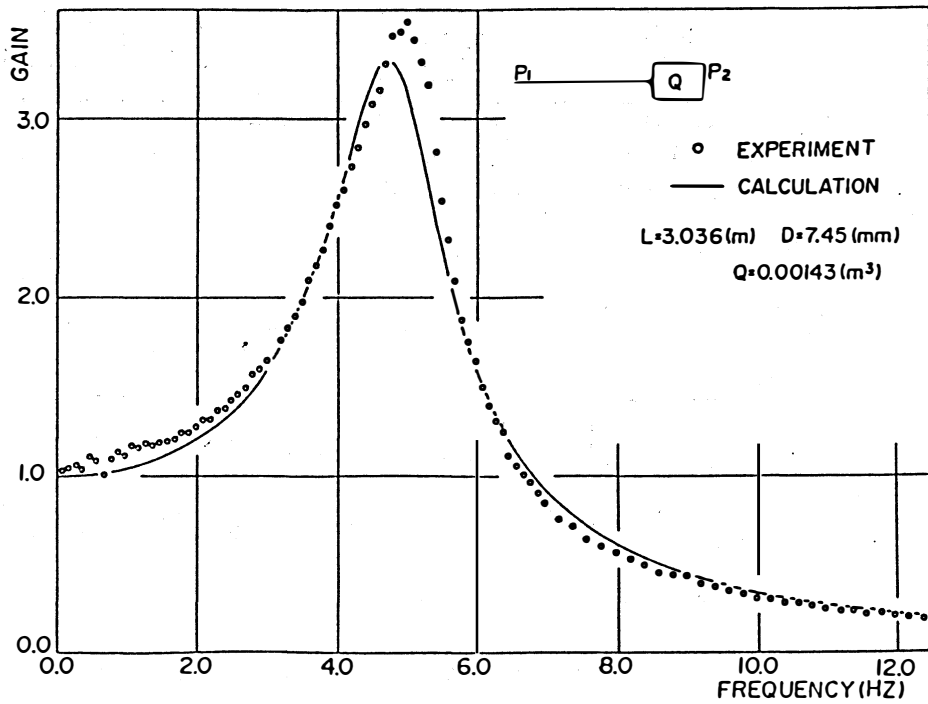


Fig. 6



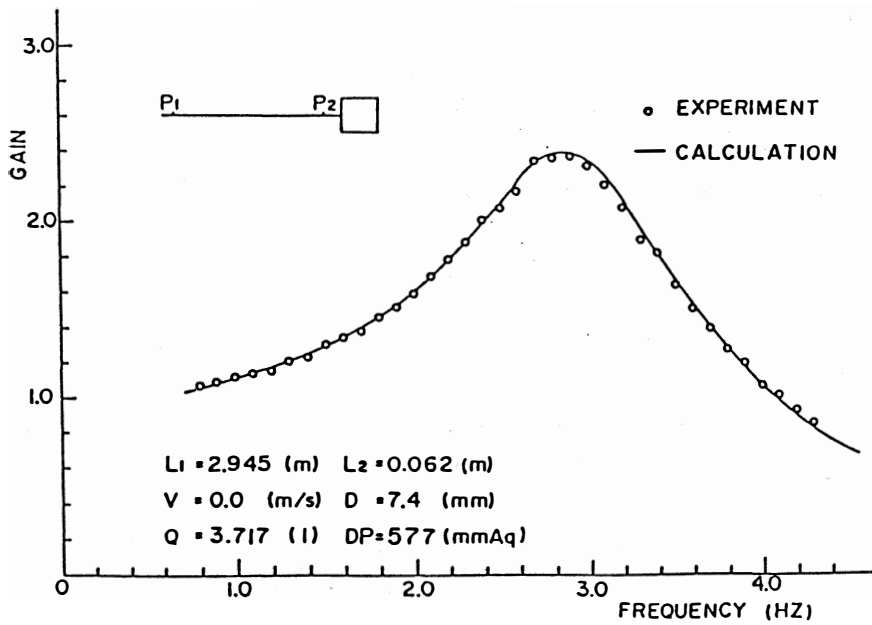


Fig. 7

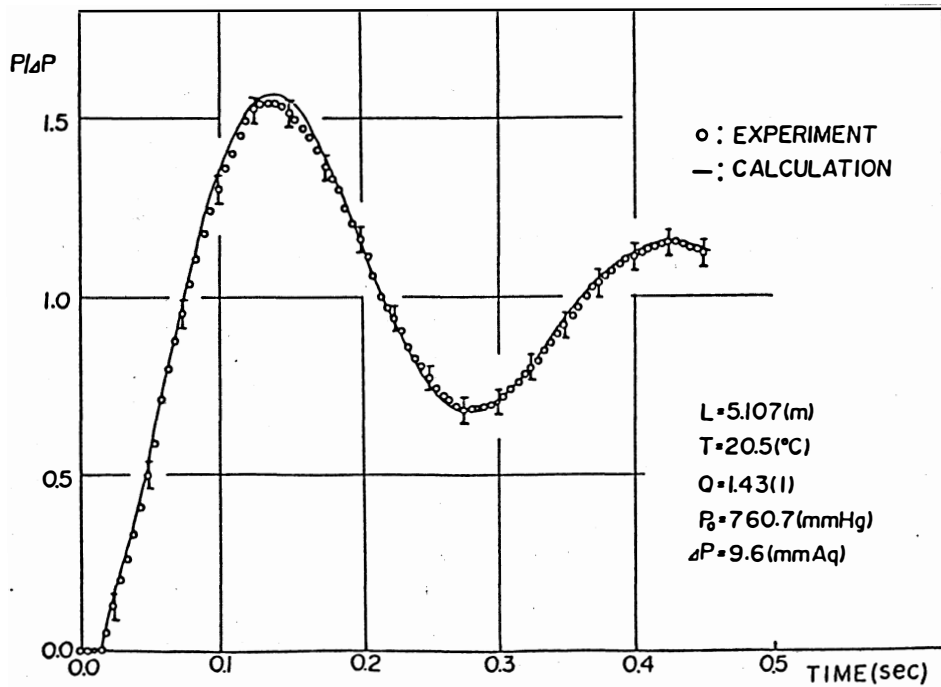


Fig. 8

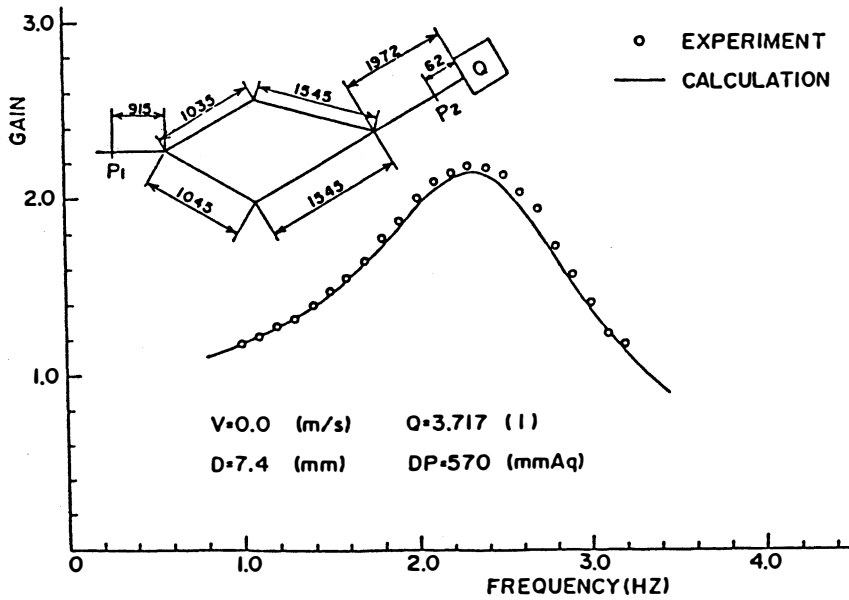


Fig. 9

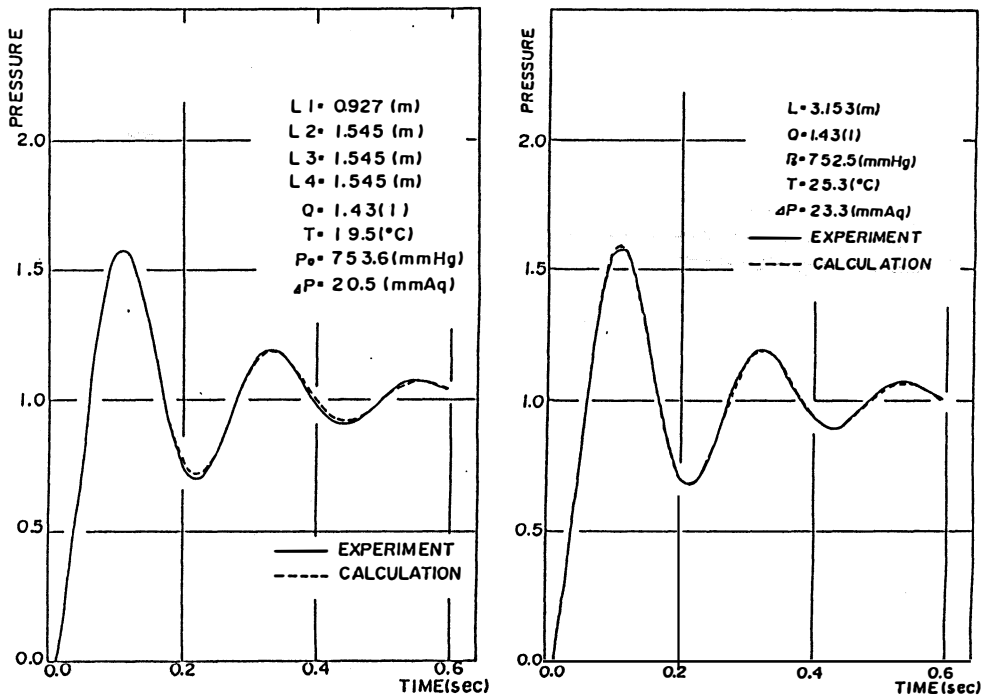


Fig. 10

#### 4. Conclusion

Instead of dealing with the exact complicated pneumatic systems, the equivalent single transmission line is proposed to make it easy to estimate the dynamic characteristics such as overshoot and delaytime in transient response.

The above-mentioned equivalent systems, however, must be applied to more complex network containing unsymmetry of lines and terminal elements.

#### References

- 1) F.T.Brown: The Transient Response of Fluid Lines, Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, Vol. 84, No. 4, December, 547/553 (1962).
- 2) R. Oldenburger and R.E.Goodson: Simplification of Hydraulic line Dynamics by Use of Infinite Products, Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, Vol. 86, No. 1, March, 1/10 (1964).

(Received October, 30 1987)

# 13クロムステンレス鋼の研削残留応力に 及ぼす焼戻し組織の影響

能登谷 久公, 高辻 雄三

## 1. 緒 言

13クロムステンレス鋼は熱伝導率が低く、切削、研削等の加工性の点から難加工材に属している。これまでも、この13クロム系鋼の研削残留応力に関する報告はみられるが、これらは難削材としてのステンレス鋼に対する研削性評価の見地から残留応力を調査検討したものが多い。

また、この鋼種は焼入れ焼戻し温度によってマルテンサイト組織、焼戻し組織、第二次ぜい性状態および軟化組織と変わるものとされているが、組織をそれぞれ変化させたものの研削残留応力について系統的に調べられたものはみられない。

本実験では13クロムステンレス鋼を焼入れ後、焼戻し温度を変えて調整した組織の異なる試料を各種条件で研削し、表面から内部までの残留応力をX線応力測定法を用いて測定した。また、研削層のX線回折曲線の半価幅の変化と硬度変化を測定し、残留応力の発生におよぼす組織の影響を明らかにすることを目的とするものである。

## 2. 実験方法

試料としては、直径約50mmφの13クロムステンレス鋼（A I S I 416相当）丸材を鍛造し、60mm×8mm×15mmの大きさに機械仕上げを行った。この試料は約1323Kのソルトバスで約2時間加熱保持後、油中焼入れを行い、573K、673K、723K、773K、803K、823Kおよび843Kの各温度に保持された低温ソルトバス中で30分加熱し空冷した。この材料の化学的組成を表1に、各温度で焼戻した試料の顕微鏡組織は図1に示される。また、各温度に焼戻された試料の機械的性質の変化は図2に示されるようである。

表1 Chemical Composition of Specimen

Material	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Fe
SUS 54	.083	.48	1.16	.038	.096	12.74	.14	R (Wt%)

組織的にみると、焼戻し温度が573Kから673Kのものはマルテンサイトで引張強さ、かたさは大きく、伸びおよび絞りはい小さい。焼戻し温度 723K以上になると伸びおよび絞りは増大しているが、かたさおよび引張強さに変化はみられない。焼戻し温度が 773K以上になると引張強さは低下しはじめている。一方、伸びおよび絞りは、723Kから 773Kまで大きく 803Kで最小となり、それ以上の温度で再び増加するいわゆる

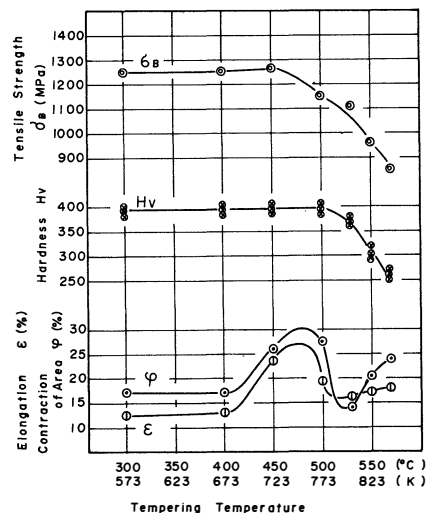


図1 各焼戻し温度における機械的特性値

焼戻しぜい性がみられる。

実験条件としては砥石切込深さと工作物速度を変えて行った。残留応力の測定はX線応力測定法のうち、 $\text{Sin}^2\psi$ 法を用い、研削面から電解研摩により逐次除去を行いながら外表から内部までの測定を行った。研削層の除去厚さ

表 2 Grinding Condition.

Grinding Wheel	WA 60 H 8 V
Wheel Speed	32~33m/s(1900~2000m/m)
Work Speed	0.1, 0.15m/s(69m/m)
Depth of cut	20, 30, 40, 50 $\mu\text{m}$ /pass
Fluid	Dry

は重量法を用い、試料減量と比重および除去面積より算出した。実験条件は表2

表 3 X-Ray Condition.

Target and Filter	Cr K $\alpha$ , V,
Voltage and Current	30 kv, 10 mA,
Scanning Speed	$1.16 \times 10^{-3}$ rad/sec (4°/min)
Count Full Scale	5000 c/sec
Chart Speed	$6.67 \times 10^{-4}$ m/sec (40mm/min)
Time Constant	8 sec
D.Slit	0.84
R.Slit	0.84
Diffract Area	5 $\times$ 2 mm

に、またX線の照射条件は表3に示すように、Fe (211)面について測定を行った。

研削抵抗の測定は自製の研削動力計を用いた。また、研削面下のかたさを細かく測定し、研削加工に伴う加工変質層について調べた。

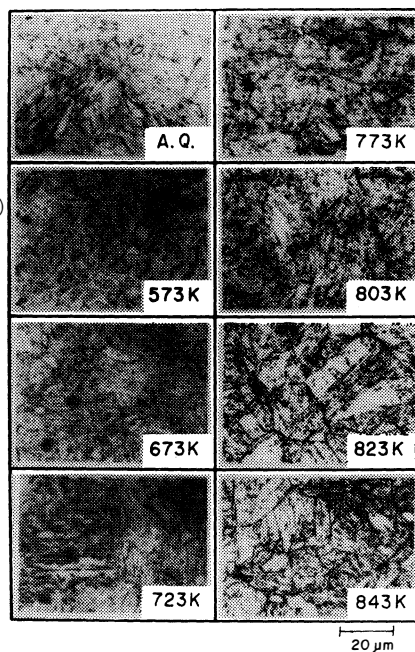


図2 各焼戻し温度における顕微鏡組織

研削動力計を用いた。また、研削面下のかたさを細かく測定し、研削加工に伴う加工変質層について調べた。

この場合、傾斜切断によって深さ方向を10倍になるように水研摩法でかるく仕上げて微小硬度計によって測定した。

### 3. 焼戻し組織と残留応力分布

各温度で焼戻しを行った試料について、砥石切込深さを变えて研削を行った場合の残留応力分布を図3に示す。これらの分布をみると、いずれの場合も研削層の残留応力は引張残留応力であり、最大残留応力は最外表にみられる。また、残留応力は内部へ向ってははじめは急激に低下し、ある深さからゆるやかな減少に移る傾向を示している。

焼戻し温度573K、673Kのものは、切込深さ20 $\mu\text{m}$ 、40 $\mu\text{m}$ いずれの場合もこれ以上の温度のものより最大残留応力は小さい。マルテンサイトが分解すると考えられる焼戻し温度、723K、773Kのものでは残留応力が大となっている。そして、

803Kの温度のもので残留応力は若干低下し、さらに高い焼戻し温度の823K、843Kで最大残留応力は再び大きくなっており、いわゆるぜい性とその回復があらわれてきているものと考えられる。

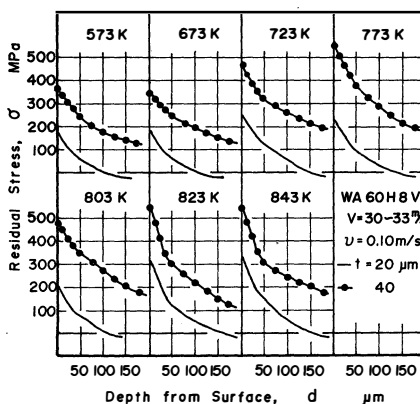


図3 切込深さの異なる場合の残留応力分布

つぎに、切込深さ $20\mu\text{m}$ のものにくらべて $40\mu\text{m}$ のものは、残留応力が著しく大きい。ことに焼戻し温度が $723\text{K}$ 、 $773\text{K}$ のものは、切込深さの違いによって残留応力の差が大きくあらわれている。

また、各焼戻し温度による試料について工作物速度を変えて研削した場合の残留応力分布を図4に示す。この場合も $573\text{K}$ から $673\text{K}$ で焼戻したものは残留応力は小さく、 $723\text{K}$ のもので大となり、これ以上の焼戻し温度で一旦低下した後、 $823\text{K}$ および $843\text{K}$ のもので再び残留応力は大きくなっている。

つぎに、引張残留応力を生じている深さについてみると、工作物速度 $0.10\text{m/s}$ 、切込深さ $40\mu\text{m}$ の場合、本実験での残留応力の測定範囲である研削表面から $150\mu\text{m}$ または $170\mu\text{m}$ までの深さでは残留応力は引張応力で、これが0もしくは圧縮側へ移ることはみられなかった。一方、切込深さ $20\mu\text{m}$ で工作物速度が $0.10\text{m/s}$ から $0.15\text{m/s}$ と増加すると最大残留応力は明らかに増加している。しかし、残留応力分布において引張応力部分の深さは工作物速度が大となってもほぼ同じ程度であることが示される。

各焼戻し温度のものを各条件で研削した場合の最大残留応力を図5に示す。いずれの研削条件のものも焼戻し温度が $673\text{K}$ までは最大残留応力に変化がみられず、 $723\text{K}$ から $773\text{K}$ にかけて大きくなり、 $803\text{K}$ のもので最小となり、それ以上の焼戻し温度のもので再び大きくなっている。これはさきに図2で示した材料の塑性変形能と考えられる伸びおよび絞りの変化と同様な傾向である。

#### 4. 研削に伴う組織変化

研削層の組織的变化を調べるため、残留応力測定の際のX線回折プロファイルの半価幅(入射角4点の半価幅の平均値)の変化を各試料について調べたものを図6に示す。この半価幅の変化をみると、各焼戻し温度の試料において研削面から $50\mu\text{m}$ または $70\mu\text{m}$ の深さまで大きく変化しているが、それ以上の深さでは大きい変化がみられない。そしてこの変化が少なくなった部分の半価幅の大きさは焼戻し温度によってそれぞれ異なっている。焼戻し温度が $573\text{K}$ から $773\text{K}$ までの低いものは焼入れひずみが大きく、半価幅も大となっている。一方、焼戻し温度が高くなるとこの半価幅はしだいに減少している。また、各試料の研削層における半価幅の変化をみると、 $573\text{K}$ から $803\text{K}$ までのものは外表よりやや内部で一度低下し、最外表は内部の半価幅もしくはそれに近い大きさに戻っている。焼戻し温度が $823\text{K}$ 、 $843\text{K}$ と高いものでは内部の半価幅は小さいが、外表部は加工ひずみを受けて大きくなっているものと考えられる。

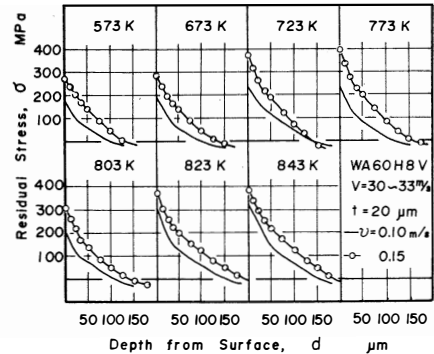


図4 工作物速度の異なる場合の残留応力分布

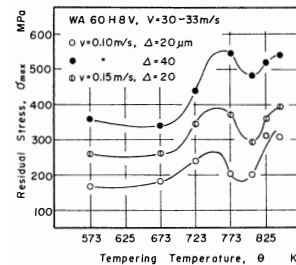


図5 各焼戻し温度における最大残留応力

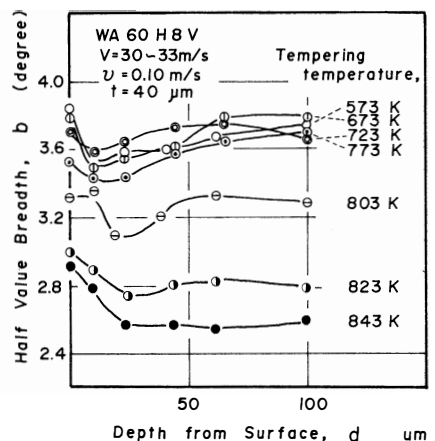


図6 各試料の研削層におけるX線回折の半価幅の変化

各焼戻し温度のものを各種条件で研削したものの研削抵抗を図7に示す。焼戻し温度が573K, 673Kのものは研削抵抗は小さく、723K, 773Kで研削抵抗は大となり、それ以上の温度のものは再び小となっている。さきに示した図2にみられるように723K, 773Kのものは、伸びおよび絞りで示される塑性流動性が高く、研削抵抗も大きくなると考えられる。それ以上の焼戻し温度のものは引張強さおよびかたさが低下するため研削抵抗も小さくなっている。

つぎに、各焼戻し温度の試料について、工作物速度0.10m/s, 切込深さ40 $\mu$ mの場合の研削層の硬度変化を調べたものを図8に示す。各温度のものについて表面から50 $\mu$ mまたは70 $\mu$ mの深さまでかたさが変化している状態がみられる。これはさきに図6に示した半価幅の変化を生じている深さとほぼ対応するものと考えられる。また、各試料における表面からのかたさ変化の状態をみると、焼戻し温度が573Kから803Kまでのものは研削面のやや内部で硬度低下がみられ、最外表はかたさが若干回復しているのがみられる。焼戻し温度が823K, 843Kと高いものは内部硬度が低く、表面は加工硬化している状態がみられる。これら研削層における硬度変化の状態もさきの半価幅の変化とよく対応しているようである。

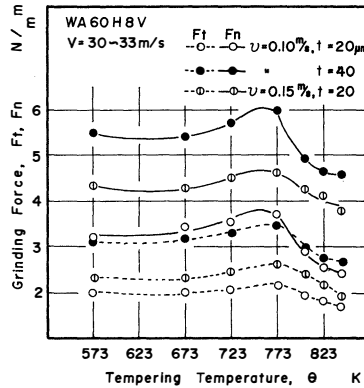


図7 各焼戻し温度における研削抵抗

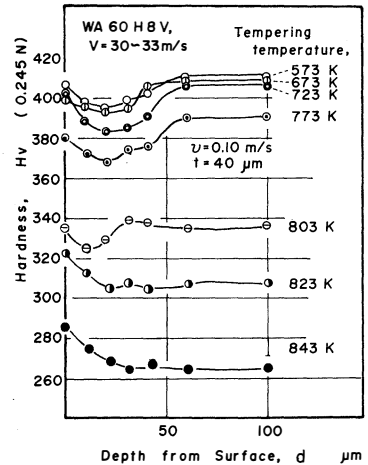


図8 各試料の研削層における硬度変化

## 5. 考察

本実験においては、研削温度の測定は行わなかったが従来の報告によれば、同一材料であれば研削温度はほぼ研削抵抗に比例するものとされている。そこで、ここでは研削温度のかわりに研削抵抗が残留応力におよぼす影響をしらべたものを図9に示した。図9の上図は各研削条件で研削した場合の最大残留応力と研削抵抗の関係を示したもので、全体的には最大残留応力と研削抵抗とは良好相関はみられない。これは同一材料でも組織が異なると残留応力と研削抵抗との対応は異なるものとなることを示す。そこで、各研削条件のものを焼戻し組織によって大別して最大残留応力と研削抵抗を対応させたものを図9の下図に示した。焼戻し温度が573K, 673Kと低いものは、最大残留応力は相対的に小となっている。つぎに、723Kから803Kのものは、同じ研削抵抗に対し最大残留応力はやや大となっている。さらに焼戻し温度が高く、かたさの低いものでは最大残留応力は相対的に大きいものとなっている。

つぎに、残留応力の発生には外的要因としての研削熱および研削

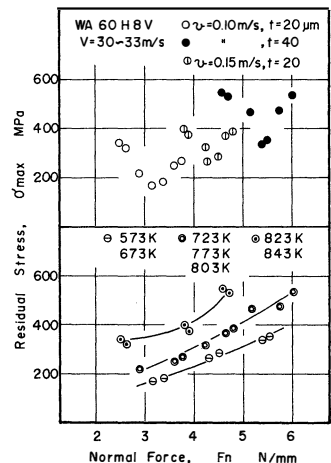


図9 (上図) 研削条件が異なる場合と (下図) 焼戻し温度が異なる場合の研削抵抗と最大残留応力との対応

抵抗すなわち研削力による塑性変形の影響以外に内的要因として組織の影響も加わるものと考えられる。一般にかたさの変化は組織に対応する。すなわち、かたさの変化が大きければ組織変化が大きく、組織変化に際してはその部分に比容積変化を伴い、それによっても残留応力は変化するものとする。

そこで、各焼戻し温度の試料について最大残留応力と表層における硬度変化を対応させたものを図10に示す。焼戻し温度の低いものは硬度変化が小さく、組織変化が少ないことが示される。一方、723K、773Kと焼戻し温度が高くなると最大残留応力は大きく、硬度変化も大となり、ぜい性点付近と考えられる803Kのものでは硬度変化も小さい。さらに、焼戻し温度が823K、843Kと高くなると硬度変化は大きくなり、このとき最大残留応力も大となっているものとする。

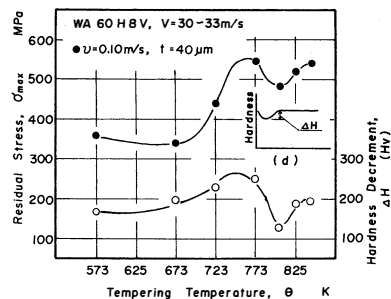


図10 各焼戻し温度における最大残留応力と研削層の硬度変化

## 6. 小 括

13クロムステンレス鋼について、各焼戻しかたさの試料に対し、各種条件で研削したものの残留応力について調べた結果、

- (1) これらの残留応力分布において、最大残留応力の大小は材料の延性とよく対応することが知られ、材料のぜい性域においては最大残留応力も低下する。
- (2) 最大残留応力については組織変化による影響がはっきりあらわれており、この組織変化の深さは表面より40 $\mu$ mから50 $\mu$ m程度の深さである。
- (3) 研削条件が異なっても同一組織であれば最大残留応力と研削抵抗はほぼ良好な対応関係を示した。

## 参考文献

- 1) 貴志浩三, 江田弘: 精密機械 Vol.37 (1971). 448
- 2) 貴志浩三, 江田弘: 精密機械 Vol.38 (1972). 275



# Effect of the Tempering Structure on Residual Grinding Stress in Ground Layer of 13 Cr Stainless Steel.

Hisakimi NOTOYA, Yuzo TAKATSUJI

The correlation between the residual stress, the hardness in ground layer and reheating temperature of the quenched 13 Cr stainless steel specimens has been studied in the temperature range from 573 K to 843 K. The experiments were carried out by measurements of the residual stress and the hardness in ground layers of the specimens.

From the experimental study, following conclusions were obtained.

- (1) The structure of reheating specimens varied with tempering temperature, and the maximum residual stress in ground layer corresponds to the ductility of the specimen.
- (2) The residual stress of the specimen having the temper brittleness were relatively small.

〔英文和訳〕

## 13クロムステンレス鋼の研削残留応力に 及ぼす焼戻し組織の影響

能登谷 久公, 高辻 雄三

13クロムステンレス鋼焼入れ材について573Kから843Kの範囲で焼戻しを行ったものについて焼戻し温度と研削層の残留応力及びかたさの関係について検討を行った。

これらの各試料について研削層の残留応力とかたさを測定するための実験を行った。

その結果、以下のことが示された。

- (1) 焼戻し温度によってそれぞれ組織に差異がみられ、研削層に発生する残留応力は試料の延性に対応している。
- (2) 焼戻しぜい性を示す試料では、残留応力は比較的小さい。

(1987年10月30日受理)

# Homojunction in Sprayed CuInS<sub>2</sub> Thin-Film

川辺 徹\*, 角谷哲哉, 町野美香\*\*  
女川博義, 宮下和雄

## 1. はじめに

CuInS<sub>2</sub> はバンドギャップが1.5eV<sup>(1)</sup> という点から太陽電池材料として注目され, いろいろ研究が行なわれている。スプレー法による太陽電池製作の試みは, Gorska 等<sup>(2)</sup> によってCdSとのヘテロ接合を利用したものが報告されている。

ここではスプレー法によってホモ p-n 接合を作製することを試みた。まず, S poor の n 形膜を形成し, そこに S を拡散させてホモ p-n 接合を作製した。

## 2. 準備

### 2.1 製作

ホモ接合を作製するには, I n の拡散による n 層と S の熱拡散による p 層の接合を次のように作った。ITO 電極が付いたガラス基板上に, まず I n を抵抗加熱により蒸着した。I n 膜は極めて薄くして, 光学的に与える影響を低く抑えた。(1.5eV の光子の透過率 80~90%程度) その基板上へスプレー法により CuInS<sub>2</sub> 膜を堆積させた。<sup>(3)</sup> 膜厚は 1 ~ 3 μm 程とした。次にその膜を 10~30 分, 約 1 気圧, 450~500℃ の S 蒸気中で熱処理した。この処理によって, 膜表面側は S rich 組成となり p 形化が進行, 一方膜の基板側では I n の熱拡散で S poor 組成となり n 形化が進行する。従って膜厚方向に組成分布が生じ, ホモ接合が形成される。

### 2.2 電極

n 形層とのオーム性接触は, I n 上への CuInS<sub>2</sub> 膜の形成と熱処理で得られ, これは n 形層と電極との界面は I n の成分が大きく, そのために不純物準位が多数存在し, ショットキー障壁が存在したとしてもトンネルによるものと考えられる。表面側電極の選択に際しては, その接触特性をオーム性とする必要があることから各種電極材料について実験的確認を行なった。その結果を表 1 に示す。最終的に p, n 形電気伝導性をもつ CuInS<sub>2</sub> についてオーム性接触の確認がとれた A u を表面側電極として使用した。(電極形状 2 mm φ, 面積 3.14 × 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup>)

表 1 電極材料との接触特性 (オ . . . オーム性, 整 . . . 整流性)

電極材料	I T O	ネサ	M n	A l	A u	A g ペースト
p · CuInS <sub>2</sub>		オ	整		オ	オ
n · CuInS <sub>2</sub>	オ	整	オ	オ	オ	

\* 小西写真工業㈱, \*\* 北陸電気工業㈱

### 3. 結果

#### 3.1 V-I特性

膜厚  $3\mu\text{m}$ ，熱処理条件  $480^\circ\text{C}$  -10分の試料（A）の室温-暗時におけるV-I特性を図1に示す。電圧は基板側電極を基準とした表面側電極の電位を表わしている。 $V > 0$ では $I \propto V^3$ となっており順方向特性， $0 < V < -1$ 〔V〕では $I \propto V^{1/2}$ で逆方向飽和特性， $V > 1$ 〔V〕では $I \propto V^9$ で降伏特性をそれぞれ示している。そのほかに図から求められるパラメータは飽和電流密度 $0.05\text{Am}^{-2}$ ，ダイオードファクタ4.4，拡散電位1.17Vなどとなっている。

整流性を示した試料を真空中で  $200^\circ\text{C}$ に加熱した後では，順方向電流が小さくなり，逆方向漏れ電流が増加した。 $I_n$ の代わりに $A I$ を拡散させた試料では，はっきりした整流特性を示さなかった。

膜厚と熱処理条件を変化させるとV-I特性は変化した。幾つかの例を表2に示す。

表2 膜厚，熱処理条件によるV-I特性の変化

膜厚 ( $\mu\text{m}$ )	熱処理条件 ( $^\circ\text{C}$ ) (分)	拡散電位 (V)	降伏電圧 (V)	飽和電流密度 ( $\text{Am}^{-2}$ )	単位面積バルク抵抗( $\Omega\text{m}^2$ )	ダイオード ファクタ
3.00	480 30	1.17	0.84	0.05	$3.67 \times 10^{-3}$	4.4
3.06	460 30	0.58	1.16	0.43	$2.27 \times 10^{-2}$	7.4
1.75	460 30	0.77	1.25	5.47	$2.35 \times 10^{-3}$	9.5
1.45	480 10	0.95	1.31	5.67	$2.90 \times 10^{-3}$	16.2
1.45	500 10	1.12	1.27	9.3	$1.58 \times 10^{-3}$	18.4

同程度の膜厚の試料について比較すると熱処理温度が高い程拡散電位は大きくなった。薄い試料では熱処理温度が低い程，厚い試料では熱処理温度が高い程飽和電流が小さく，ダイオードファクタも小さくなった。バルク抵抗は膜厚にかかわらず，熱処理温度が高い程小さくなった。膜厚で比較すると，膜厚が薄い程バルク抵抗が小さくなり降伏電圧が大きくなった。膜厚 $1.45\mu\text{m}$ ，熱処理条件  $500^\circ\text{C}$ -10分の試料（B）のV-I特性を図2に示す。

周囲温度の変化に伴いV-I特性は変化した。温度によるパラメータの変化を表3に示す。

室温以下の低温では整流性に従う電流が小さくなり，漏れ電流と推定されるオーミックな電流が少し増加し，典型的な整流特性の形からのずれが大きくなっていった。一方，高温では拡散電位が小さくなり飽和電流が増加，ダイオードファクタも大きくなり，降伏電圧が低下し特性が劣化した。室温付近における特性が最も適当な整流特性であった。

#### 3.2 C-V特性

V-I特性で整流特性を示した試料（B）におけるC-V特性を図3に示す。容量測定には100Hz，0.05V（実効値）の交流信号を用いた。 $V > 0$ では順方向特性であり，空乏層が狭まることによって接合容量が増加している。 $V < 0$ では逆方向特性であり， $-1.5\text{V}$ 程度までは空乏層が広がり接合容量が減少し，それ以上では降伏に伴って急激な変化を示している。以上のような特性は典型的なp-n接合の特性に一致するが， $V = 0$ 付近で簡単に説明できない変動（極大及び極小点）が存在している。

測定用交流信号の周波数を高くすると，C-V特性の形は変わらないが容量値が減少した。例えば400Hzの場合，100Hzの場合に比較して約 $1/10$ となった。また，100Hzの信号を用いた際の $V = 0$ における容量値は単位面積当たり約 $2\text{F}/\text{m}^2$ となり，かなり大きな値を示した。

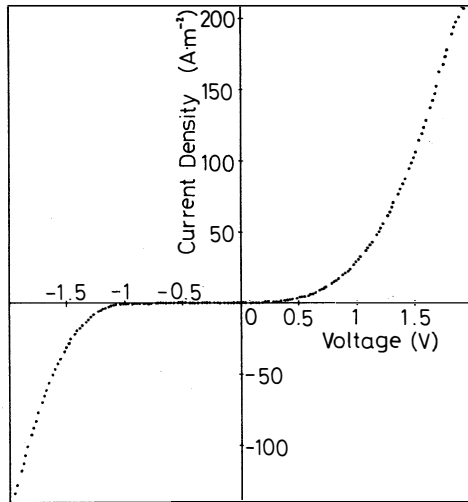


図1 試料(A)のV-I特性  
(熱処理条件 480℃-10分)

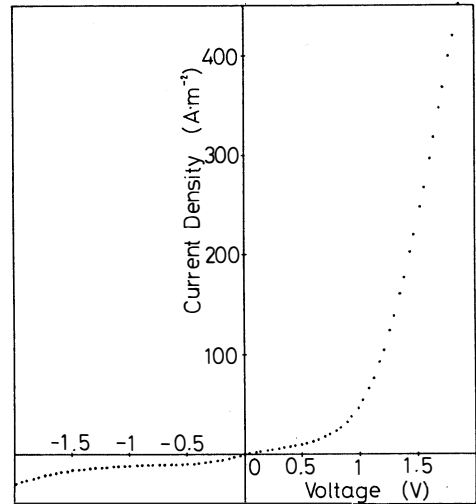


図2 試料(B)のV-I特性  
(熱処理条件 500℃-10分)

表3 温度によるV-I特性の変化

温度 (℃)	拡散電位 (V)	降伏電圧 (V)	飽和電流密 度(Am <sup>-2</sup> )	単位面積バル ク抵抗(Ω m <sup>2</sup> )	ダイオード ファクタ
- 141.2	——	> 2	——	——	——
- 82.4	——	> 2	——	——	——
- 44.7	1.00	1.89	2.93	$1.72 \times 10^{-2}$	32.7
- 25.9	0.97	1.65	2.22	$8.68 \times 10^{-3}$	21.3
26.0	0.97	1.22	0.169	$3.20 \times 10^{-3}$	6.2
44.6	0.76	0.13	19.8	$1.19 \times 10^{-3}$	12.5
61.5	0.13	0.80	2.2	$1.62 \times 10^{-3}$	——

#### 4. 議論

熱処理を施さない試料が整流性であるという結果から、熱処理とそれに伴うI nの拡散によりホモ結合が形成されたことに確信がもたれる。この製法によって得られた試料の特徴としてダイオードファクタが大きく、接合容量が大きいことなどが挙げられ、膜中の不純物濃度が高いと推定される。図1及び図2は、膜厚に対して熱処理及び拡散の効果が小さい場合（膜厚が厚く熱処理温度が低い）と大きい場合（前者の逆）である。熱処理温度が高いとS成分が蒸発しI n拡散がより進行するから、前者の場合どちらかと言えばp形領域が広くアクセタ濃度も高いと考えられ、後者の場合は逆にn形領域が広くドナー濃度が高いと考えられる。特性には、前者が降伏電圧が低く後者は飽和電流が大きいという特徴が見られるが、それらは不純物分布の違いによるものと考えられ、その中間的な条件を追求すればどちらの欠点も目立たない好特性のものが得られる可能性がある。小さい降伏電圧は、高い不純物濃度を原因とするツェナー効果による影響が大きい。高温加熱後は不可逆的な特性の変化を示したが、これはSの蒸気圧が大きく、蒸発しやすいために起こる変化と言える。このことは耐環境性に欠けていると言えるが、別の見方をすれば、不純物分布を熱処理などにより制御し易いことを示しているとも言える。また、拡散電位はCuInS<sub>2</sub>の1.5eVというバンドギャップの値を反映して、比較的大きい値を示している。ところで、予備実験として行なった導電率及び熱電能の温度依存性から、CuInS<sub>2</sub>の化学量論比から組成をずらした際に生じる不純物単位はかなり深いことがわかった。（例えば、アクセタ単位の深さは0.35eVであった）従って、常温では不純物の活性化が進行中であるいわゆる不純物領域であり、温度によるV-I特性の変化は、温度によるキャリア密度の違いが顕著に現われていると言える。常温以上では自由キャリアが過剰になって特性が劣化したものと考えられ、不純物濃度が高いことを裏づけている。不純物単位に多様性をもたせることを目指してI nの代わりにAlの拡散も試みたが、似たような熱処理方法、条件では、はっきりした整流特性を得るまでには至らなかった。拡散係数の違いによって適当な不純物分布の形成に至らなかったことや、光学的性質の違い（極端に反射率が高いことなど）によるものと考えられる。膜厚を薄くした場合バルク抵抗が減少し降伏電圧も大きくなって特性の改善効果が現われた一方、熱処理条件に特性が敏感になること（再現性が若干乏しくなる）、V=0付近で特性に変形がみられるようになることなどの問題点も生じる。熱処理条件を厳格にすることにより前者は解決の可能性がある。後者についてはV=0付近における変形はC-V特性に端的に現われており、その原因として付加的な分極の発生やMIS構造の形成などを考えることができる。しかし、詳細な検討を行なうには、膜厚方向の電位分布や組成変化に関する実験が更に必要である。また、薄い試料では熱処理温度が低い程、厚い試料では熱処理温度が高い程飽和電流が小さく、ダイオードファクタも小さくなったことや、測定用交流信号の周波数を高くすると、C-V特性の形は変わらないが容量値が減少したことに関しても、今後実験を重ねて検討する必要がある。

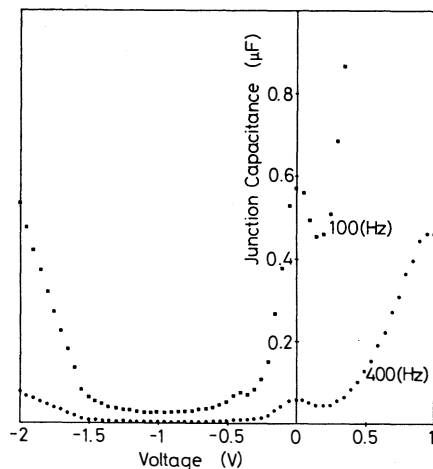


図3 試料(B)のC-V特性

## 5. まとめ

V-I特性及びC-V特性の2つの視点からホモ接合が確認された。製法から推定して、n形層はドナー濃度が大きい $n^+$ 層、p形層はアクセプタ濃度が適当なp層となっていて、接合面は傾斜形不純物分布となっていると考えられる。しかし接合容量の大きな値は空乏層が狭く、全体として不純物濃度が高水準にあることを示している。太陽電池としては、光入射限界内で空乏層が広いほど光起電力に有利であり、さらに不純物濃度を低く抑えるために熱処理条件を吟味する必要がある。

## 謝辞

本研究を行なうにあたり、御指導、御助言を頂いた、桑原道夫助手、柴田幹枝官に心から謝意を表します。

## 参考文献

- (1) B. Tell, J. L. Shay and H. M. Kasper: J. Appl. Phys. 43 (1972) pp. 2469
- (2) M. Gorska, R. Beaulieu, J. J. Loferski and B. Roessler: Solar Energy Mater. Vol. 1 (1979) pp. 313-317
- (3) H. Onnagawa and K. Miyashita: JJAP Vol. 23, No. 8 (1984) pp. 965-969

# Homojunction in Sprayed CuInS<sub>2</sub> Thin-Film

Tooru Kawabe\*, Tetsuya Kakutani, Mika Machino\*\*,  
Hiroyoshi Onnagawa and Kazuo Miyashita

In this work the homojunction in sprayed CuInS<sub>2</sub> thin films has been studied. Thin film of Indium metal was evaporated on the Indium-Tin Oxide(ITO) coated glass substrate, and the solution of Cu(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub>H<sub>2</sub>O, InCl<sub>3</sub> and (NH<sub>2</sub>)<sub>2</sub>CS dissolved in deionized water was sprayed onto the heated substrate. Thickness of the CuInS<sub>2</sub> film was about 2 μm.

The film was annealed in sulfur vapor of about 1 atm for 10~30 minutes at 450~500°C. Au film was evaporated as the top electrode which had been confirmed to show ohmic contact with both p-type and n-type CuInS<sub>2</sub> film. The diffusion potential was in the range of 0.77~1.17eV, and the saturation current density was 10<sup>-2</sup>~10 A/m<sup>2</sup>.

〔英文和訳〕

## Homojunction in Sprayed CuInS<sub>2</sub> Thin-Film

川邊 徹\*, 角谷哲哉, 町野美香\*\*, 女川博義, 宮下和雄

スプレイ CuInS<sub>2</sub> 薄膜のホモ接合に関する研究がなされた。ITOがコートされたガラス基板上にインジウムをコートし、加熱されたその基板の上に酢酸銅、塩化インジウム、チオウレアを脱イオン水に溶かした溶液をスプレイした。CuInS<sub>2</sub> 薄膜の厚さは約 2 μm であった。この薄膜を約 1 気圧の硫黄蒸気中 450~500°C で 10~30 分間熱処理した。予め p, n 両タイプの CuInS<sub>2</sub> 薄膜とオーミック接触を示すことをチェックした金薄膜を上部電極として蒸着した。拡散電位は 0.77~1.17eV, 飽和電流密度は 10<sup>-2</sup>~10 A/m<sup>2</sup> であった。

(1987年10月30日受理)

# I D R C 法による Z n S 薄膜の 局在準位の測定

柴 天恩\* , 柴田 幹, 宮下 和雄

## はじめに

Z n S 蒸着膜を蛍光体とする薄膜 E L 素子の研究は表示デバイスとしての実用化に向けて多くの研究が行われている。この Z n S 蒸着膜中に存在する不純物や格子欠陥によって形成される局在準位によるキャリアの捕獲、放出過程が薄膜 E L 素子の発光特性に大きな影響を与えていると考えられている。しかし Z n S 蒸着膜の局在準位の測定方法は結晶の不完全性（多結晶）及び比抵抗が高い等の理由によって単結晶半導体に用いられている測定方法をそのまま適用することが出来ず、十分に確立されていない。

一般的に結晶半導体内には不純物や各種の格子欠陥等によって、浅いドナーやアクセプタ以外に電導帯の底あるいは価電子帯の頂上からかなり深いところに局在した準位が形成される。これらを一般に深い準位（Deep Level）と呼ぶ。半導体の深い準位は捕獲中心や再結合中心として働き、半導体デバイスの特性や信頼性に影響を与える重要な因子である。

近年、結晶半導体の深い準位の測定法は、Lang<sup>[1]</sup> によって接合容量の過渡応答を利用する D L T S（Deep Level Transient Spectroscopy）法が提案されてから C T S（Current Transient Spectroscopy）法<sup>[2]</sup> に代表される T S D L T S（Thermal Scanning Deep Level Transient Spectroscopy）法が開発された<sup>[3]</sup>。

さらに接合やショットキーバリアを作ることが困難な一部の高比抵抗半導体結晶において P I C T S（Photo Induced CTS）法を用いて深い準位の測定が報告されている。<sup>[4]</sup>

これらの測定方法では単一の局在準位による指数関数的な過渡応答を示すこと、さらに局在準位に電子を捕獲させる励起が温度を変えても一定であることが仮定されている。

Z n S 蒸着膜は多結晶で、多くの分布した局在準位が存在すると考えられ、過渡電流も非指数関数的に変化し、さらにキャリアの輸送機構が温度に強く依存することから試料温度を連続的に変化させて測定する T S D L T S 法を用いることは必ずしも適切ではない。

本研究では、Z n S 薄膜中の局在準位からの熱電子放出による過渡電流を測定し、I D R C（Isothermal Dielectric Relaxation Current）法<sup>[5]</sup> を用いて局在準位のエネルギー特性を求めたのでその結果について報告する。

## 1. 実験方法

### 1.1 I D R C 法の原理及び Z n S 膜への適用

一般的に、誘電体のような高比抵抗物質に直流のステップ電圧を印加、または除去した時に、時間的に比較的ゆっくり減少する過渡電流が観測される。この過渡電流は物質内部の局在準位等による電気分極の情報を含んでいると考えられる。したがってこの過渡電流を解析することにより局在準位を

\* 陝西機械学院（西安）



測定出来る。この過渡電流を解析する方法は多数報告されており、その1つにIDRC法がある。

IDRC法は1974年にJ. G. Simmons によって報告された方法で局在準位密度を $N_t(E)$ とした時、分布した局在準位からの熱放出電流は(1)式によって与えられる。

$$I(t) = \frac{dn}{dt} = \int_{E_v}^{E_c} N_t(E) e_n \exp(-e_n \cdot t) dE \quad (1)$$

この式は解析的に解くことが出来ないが、 $N_t(E)$ の分布幅に比べて関数 $G(E) = e_n \exp(-e_n \cdot t)$ のエネルギー分布の幅が比較的狭いという仮定のもとに近似的に解くと次式のようになる。

$$I(t) \cong \frac{qAkT}{t} N_t(E_P) \quad (2)$$

$$E_P = E_c - kT \ln(\nu \cdot t) \quad (3)$$

ここで $N_t(E)$ は局在準位密度、 $e_n$ は電子放出確率、 $k$ はボルツマン定数、 $T$ は温度、 $A$ は試料の面積。 $E_P$ は $e_n \cdot \exp(-e_n \cdot t)$ が極大になるエネルギーで(3)式によって表される。 $E_c$ は電導帯の底、 $E_v$ は価電子帯の頂上、 $\nu$ は離脱周波数である。

(1)、(2)式より、直接次式に書き換えることが出来る。

$$N_t(E_P) = \frac{1}{qAkT} I \cdot t \quad (4)$$

$$E_P = E_c - 2.303kT(\log_{10} t + \log_{10} \nu) \quad (5)$$

電流 $I$ と時間 $t$ の積は、 $E_P$ における局在準位密度に比例し $\log_{10} t$ は電導帯の底からの局在準位の深さを与えることになる。したがって、 $I \cdot t$ 対 $\log_{10} t$ のプロットは局在準位のエネルギー分布の形を直接表すことになる。

この方法をZnS蒸着膜の局在準位の測定に適用する場合には次の点に留意しなければならない。

- (1) 過渡電流を測定する前に局在準位に十分な電子を捕獲させる必要がある。本報告では局在準位を電子で満たす操作を励起という。
- (2) 局在準位にある電子の熱放出を電流として観測するためには内部電界が必要である。

本研究では、紫外線を照射することによりZnS膜中に多くのキャリアを注入し局在準位に電子を捕獲させた。また、内部電界は紫外線の照射中に電圧を加えておき内部分極を作った。このような励起を行うことによりZnS膜中に膜厚方向に偏った電子の捕獲状態が作られる。このようにして出来る捕獲電子の濃度の膜厚方向の偏りが励起を止めてから緩和していく時の過渡電流を観測することによってZnS蒸着膜中の局在準位を測定出来る。

## 1.2 測定系と励起方法

図1(a)に測定系のブロック図を示す。試料は外部の影響を受けないようにシールドした真空クライオスタットに取り付けた。この装置は試料を加熱できるヒータを持ち、試料温度はクロメル・アルメル熱電対とデジタルメータによって読み取ることができる。試料に対して電圧を印加するパルス電源と電流-電圧変換回路が接続され、過渡電流はトランジェントメモリを通してパーソナルコンピュータに取り込まれる。過渡電流の $S/N$ 比の改善のためにコンピュータ上で加算平均を行っている。またストロボ光源で約100[μsec]の光パルスを試料に照射出来るようになっている。試料の容量と測定回路の入力インピーダンスで決まる測定回路のレスポンスは0.1[msec]以下になっている。

試料に内部分極をつくるための励起には次の2つの方法を用いた。1つはパルス幅120[msec]電圧0.5[V]の電圧パルスだけを印加する電圧励起であり、他の1つは光パルスと電圧パルスを併用

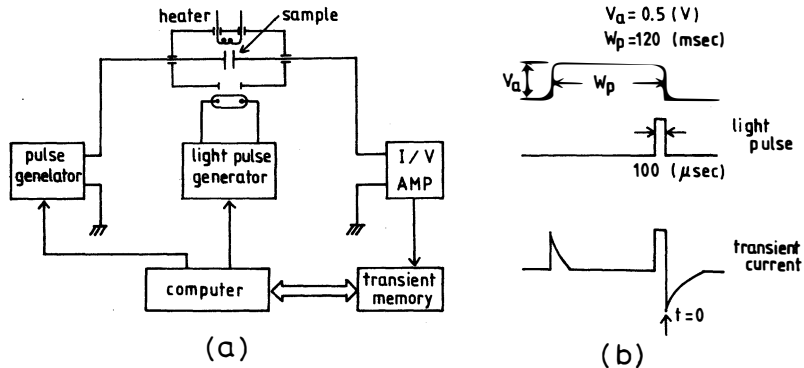


図1 実験装置の概要 (a) 測定装置のブロック図 (b) 励起操作の手順

する光励起である。光パルスと電圧パルスの止めるタイミングは同じにしてある。過渡電流の測定はパルスの除去時を  $t = 0$  として放電時の電流を測定した。図1(b)に励起操作と過渡電流測定の時間関係を図示する。

### 1.3 試料の構造と製作

図2に測定に用いた試料の構造を示す。試料はITO-ZnS-Al構造になっている。ZnS層は抵抗加熱で真空蒸着し、約400℃、1時間の熱処理をした。膜厚は500~1000 [nm]の間である。Al電極は電子ビーム加熱で半透明に真空蒸着した。紫外線はこのAl電極側から当たった。

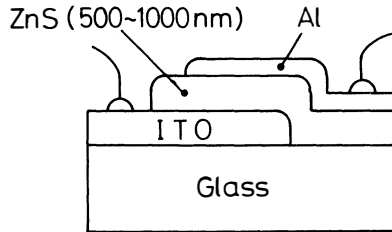


図2 試料の構造図

## 2. 実験結果と考察

### 2.1 励起条件による過渡電流の変化

局在準位からの電子の熱放出による過渡電流から局在準位の深さを測定する場合、前もって局在準位に電子を捕獲させておく必要がある。過渡電流の測定に際して適切な励起操作を行うことは非常に重要なことである。そこでZnS蒸着膜に対する適切な励起条件を調べるため電圧印加だけの場合（電圧励起）、電圧と紫外線を同時に加えた場合（光励起）について過渡電流の温度依存性を測定した。

図3(a), (b)は電圧励起の過渡電流を $\log I-t$ と $\log I-\log(t)$ でプロットしたものである。測定は300~560 [K]の間で行った。400 [K]以下の温度では放電の過渡電流の強度が弱くて観測出来なかった。これは室温付近で高比抵抗物質であるZnS膜の電流が少なく、局在準位への電子の捕獲が十分に行なわれないためと考えられる。高温になると電極からZnS中へ電子の注入等による電流の増加に伴って局在準位への電子の捕獲が増加するため過渡電流が多くなると考えられる。図3の電圧励起ではZnS膜中の電流が温度に強く依存し、そのため励起操作によって局在準位に捕獲される電子の量が温度によって大きく変化することを示している。

図4(a), (b)は光励起の場合の過渡電流の温度依存性である。310~500 [K]の温度範囲で測定した結果、電圧励起の場合に比べ温度に関係なく、だいたい一定の電流が観測されることから光励起

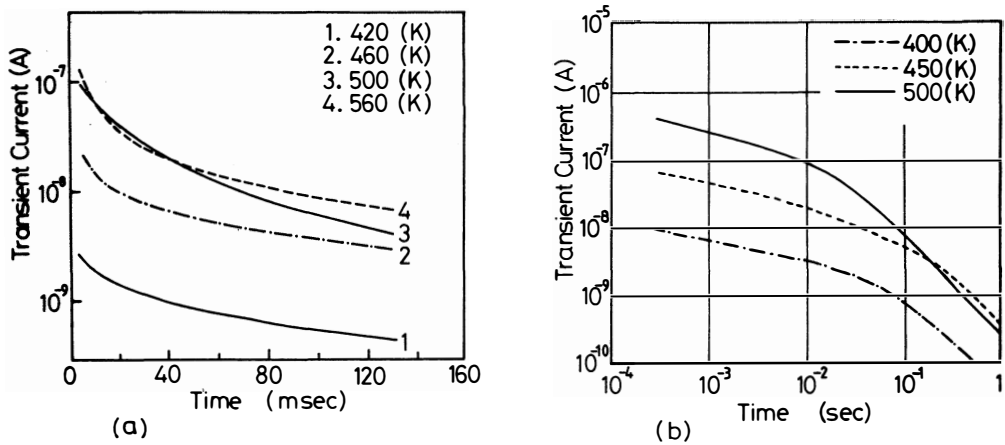


図3 電圧励起における過渡電流の温度依存性 (a)  $\log(I)-t$  プロット (b)  $\log(I)-\log(t)$  プロット

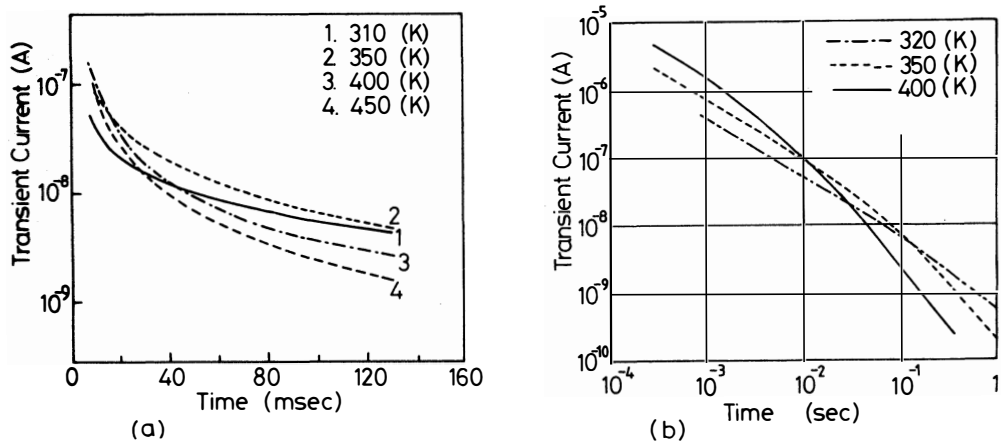


図4 光励起における過渡電流の温度依存性 (a)  $\log(I)-t$  プロット (b)  $\log(I)-\log(t)$  プロット

によって注入された電子が有効に捕獲されていると考えられる。

この2つの励起方法による測定結果は図3(a)，図4(a)共に直線部分がまったく観測されず非指数関数的な過渡応答を示す。このことからエネルギー的に分布した局在準位があるものと考えられる。

図3(b)，図4(b)を比較した場合，電圧励起の場合は光励起に比較して時間の短い所の電流が小さい。このことから電圧励起の場合には比較的浅い準位への電子の捕獲作用が十分でないと考えられる。

以上の結果よりZnS蒸着膜の局在準位を測定するときの励起操作は光励起の方がエネルギー的に分布した局在準位全体に電子を捕獲させることが出来ること，さらに温度に対する分極電荷量も光励起の方が安定している。したがってIDRC法による局在準位の測定における励起操作は光励起の方が適切であると考えられる。

## 2.2 局在準位の深さと離脱周波数

IDRC法では $I \cdot t$ 積と $\log(t)$ の関係は直接的な局在準位のエネルギー分布を与える。図5に光励起を行った場合の $I \cdot t - \log(t)$ 特性を示す。 $I \cdot t$ 積は極大値を示し，測定温度の上昇と共に時間の短い側にピークがシフトする。このことよりZnS蒸着膜の禁止帯にあるエネルギー範囲に分布

した局在準位が存在していると考えられる。

局在準位のエネルギーは、測定温度に対して励起が安定であり過渡電流を測定する時の局在準位に捕獲されている電子の初期状態 ( $t = 0$  で) が一定とすると、 $I \cdot t - \log(t)$  特性から以下に示す方法で求めることが出来る。

$I \cdot t - \log(t)$  特性が  $N_t - E$  特性 (局在準位のエネルギー分布) の形を反映しているとすれば、 $I \cdot t$  積が極大値になる時間  $t_m$  は局在準位の分布が極大値になるエネルギー  $E_{\max}$  に対応している。ここで  $E_{\max}$  における局在準位からの電子の熱放出に着目すれば次式のように書くことが出来る。

$$I \cdot t = q \cdot t \cdot N_t (E_{\max}) \cdot e_n (E_{\max}) \exp \{ -e_n (E_{\max}) t \} \quad (6)$$

(6) 式を  $d(I \cdot t) / dt = 0$  の条件のもとで解くと次式を得る。

$$e_n (E_{\max}, T) = 1 / t_m \quad (7)$$

さらに  $E_{\max}$  における電子放出確率  $e_n$  は次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} e_n &= N_c \cdot v_n \cdot \sigma_n \cdot \exp \left( -\frac{E_c - E_{\max}}{kT} \right) \\ &= \nu \exp \left( -\frac{E_c - E_{\max}}{kT} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$1/t_m$  のアレニウスプロットを取れば、直線の傾きから  $t_m$  における局在準位の深さ  $E_{\max}$  を求めることが出来る。さらに縦軸の切片から離脱周波数  $\nu$  を求めることが出来る。

ここで、 $N_c$  は電導帯の状態密度、 $v_n$  は電子の熱速度、 $\sigma_n$  は電子の捕獲断面積である。

図6は光励起における  $1/t_m$  と  $T$  の関係をアレニウスプロットしたものである。この結果から  $\nu$  は  $10^{10}$  [1/sec] と見積ることができる。分布した局在準位のピークにおけるエネルギーは約0.56 [eV] となる。

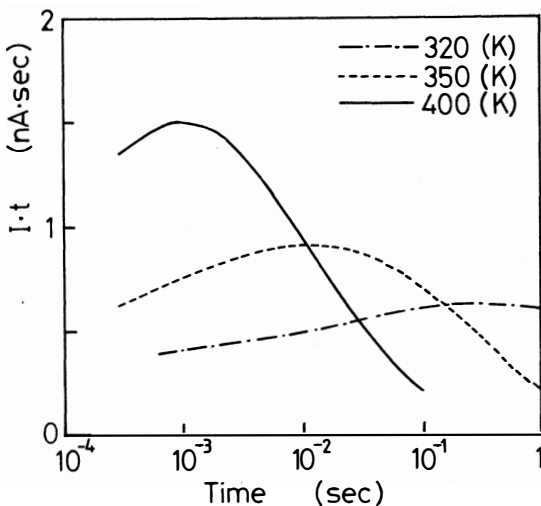


図5 光励起の  $I \cdot t$  積  $-\log(t)$  特性

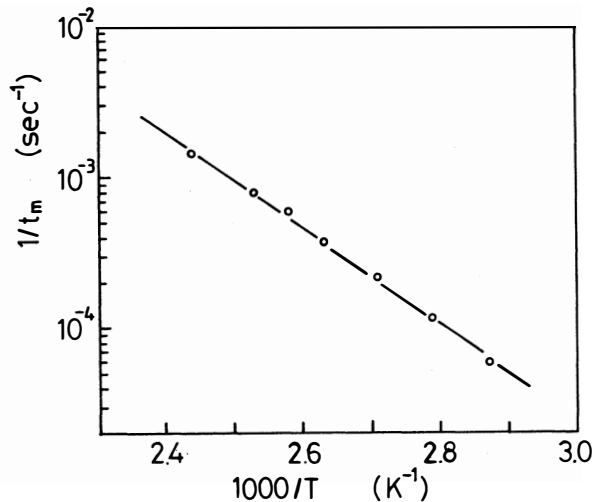


図6 光励起の  $1/t_m$  のアレニウスプロット

### 2.3 局在準位の分布幅

以上の様にして見積られた離脱周波数 $\nu$ を使って $I \cdot t - \log(t)$ 特性の $\log(t)$ 軸をエネルギー( $E_c - E$ )に変換することが出来る。測定温度350[K]の測定結果から局在準位のエネルギー分布特性を求めたものを図7に示す。半値幅が約0.25 [eV] (0.41~0.66 [eV])に分布した形になった。しかしこの分布の幅は(1)式の近似解を求めるときに関数 $G(E) = e_n \exp(-e_n t)$ のエネルギー分布の幅が測定する局在準位のエネルギー分布の幅より十分に狭いことを仮定している。実際にはこの関数 $G(E)$ のエネルギー分布の幅は測定対象の離脱周波数と測定温度によって変化する。ここで求めたZnS蒸着膜の離脱周波数を用いて関数 $G(E)$ の半値幅を計算すると約0.07 [eV]となる。この関数 $G(E)$ のエネルギー的広がりを考慮するとZnS蒸着膜中に存在する局在準位は半値幅0.17 [eV]程度の広がりを持っていると推定される。

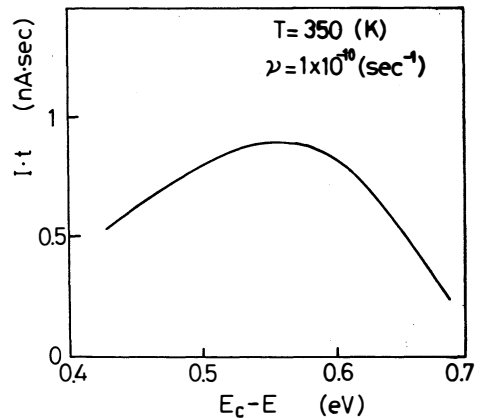


図7 ZnS蒸着膜中の局在準位のエネルギー分布特性

### ま と め

IDRC法を用いてZnS蒸着膜の分布した局在準位を測定した結果を以下にまとめる。

- (1) ZnS蒸着膜に電界と紫外線を併用した励起によって出来る内部分極の緩和電流を測定した結果、非指数関数的な過渡電流が観測され、局在準位がエネルギー的に分布していると考えられる。
- (2) この過渡電流をIDRC法を用いて解析した結果、分布の中心が0.56 [eV]、半値幅が約0.17 [eV]の広がりを持つエネルギー的に分布した局在準位が存在すると考えられる。

しかしこの様にして測定した $\nu$ は1桁ほど変動するため局在準位のエネルギー値には若干不確定なところがあるとともに関数 $G(E)$ の広がりが無視出来ない場合について今後さらに検討する必要がある。

### 謝 辞

本研究を進めるにあたり御指導及び助言を頂いた女川博義助教授、桑原道夫助手と実験に御協力を頂いた院生の本田聡、岡島公樹両君に感謝致します。

### 参考文献

- 〔1〕 D. V. Lang : J. Appl. Phys 45 (1974) 3014.
- 〔2〕 J. A. Borsuk and R. M. Swanson : IEEE Vol. ED-27, No.12 1980 pp. 2217-2225
- 〔3〕 吉江 治, 神原満男 : SSD 81-86.
- 〔4〕 C. Hurtes, M. Boulou, A. Mitonneau and D. Bois : Appl. Phys. Lett, Vol. 32, No.12, 1978, pp. 821-823
- 〔5〕 J. G. Simmons and L. S. Wei : Solid State Electronics 1974 Vol. 17 pp. 117-124.  
1987年8月 ルミネッセンス国際会議(北京)で講演。

# Measurement of the Localized Energy Level in the ZnS Thin Film by IDRC Technique

Tianen CHAI\*, Miki SHIBATA, Kazuo MIYASHITA

The distribution of localized deep energy levels in the vacuum deposited ZnS thin film is discussed in this report. In order to fill the electrons into the localized deep level in the high resistive ZnS film, the excess electrons were excited optically by pulsed light. Isothermal dielectric relaxation current (IDRC) was measured and analyzed. The experimental results showed the distributed localized energy levels, and the escape frequency of these levels was the order of  $10^{10}$  ( $\text{sec}^{-1}$ ). The shape of the  $I \cdot t - \log(t)$  characteristic curve, which reflects the direct image of the distribution of the localized energy levels, showed a broad peak with a maximum at 0.56 (eV) below the bottom of the conduction band and the half-width was about 0.17 (eV).

〔英文和訳〕

## IDRC法によるZnS薄膜の 局在準位の測定

柴 天恩\*, 柴田 幹, 宮下 和雄

本報告ではZnS蒸着薄膜の深い局在準位の分布について検討した。高比抵抗ZnS薄膜中の局在した深い準位に電子を満たすために、過剰電子はパルス光によって光学的に励起した。定温誘電緩和電流 (IDRC) を測定し、解析した。

実験結果は分布した局在準位を示し、その離脱周波数は  $10^{10}$  ( $\text{sec}^{-1}$ ) のオーダーであった。局在準位分布の直接的な形を反映する  $I \cdot t - \log(t)$  特性の形は電導帯の底から0.56 (eV) に極大を持つブロードなピークを示し、半値幅は約0.17 (eV) であった。

(1987年10月30日受理)

# Dynamical Model of Prominence Formation and Oscillation ( I )

J. Sakai<sup>(1, 2)</sup>, A. Colin<sup>(2)</sup>  
E. Priest<sup>(2)</sup>

1 Department of Applied Mathematics and Physics,  
Faculty of Engineering,  
Toyama University,  
Toyama, 930 JAPAN

2 Department of Applied Mathematics,  
University of St Andrews,  
St Andrews, KY16 9SS,  
Scotland, U.K.

## Abstract

We investigate a dynamical model of prominence formation in a current sheet at the boundary between two regions of opposite magnetic polarity. Coupled nonlinear equations describing the temporal compression and condensation of plasma in the current sheet are set up as a natural extension of the usual equations for current sheet collapse (Imshennik and Syrovatskii, 1967). It is shown that under certain conditions the current sheet undergoes a nonlinear oscillation during the compression. The thermal instability with cooling is driven by a density enhancement produced during the current sheet formation stage.

## 1 Introduction

Observations of quiescent prominences indicate that they can form at the boundary between two weak magnetic regions of opposite polarity which are moving together (Martin, 1973; Tang, 1987). Stimulated by the observations, various kinds of model for quiescent prominences have been proposed (Tandberg-Hanssen, 1974; Priest, 1982; Hirayama, 1985).

Recently Malherbe et. al. (1983) and Schmieder et. al. (1984) have shown that slow upward motions ( $v \cong 0.5$  km/s in  $H\alpha$  and 5–6 km/s in  $C_{IV}$ ) can occur inside prominences and a fast input of material with horizontal motions ( $v \cong 5$  km/s) can occur at both edges of a prominence, although in general the reported flows are still puzzling. Furthermore, Priest (1986) has suggested that prominences form at the boundary of two giant cells or approaching unipolar regions and Martin et. al. (1987) have proposed that, within such a global pattern, magnetic flux is continually brought into contact at network junctions where it produces cancelling magnetic features in photospheric magnetograms and provides a site for prominence formation in the overlying reconnecting current sheet.

The early models of solar prominences such as those due to Kippenhahn and Schlüter (KS) (1957) and Kuperus and Raadu (KR) (1974) are purely magnetostatic and do not take into

account the plasma dynamics. Malherbe and Priest (1983) and Malherbe et. (1983) proposed a qualitative dynamical model with magnetic configurations either of the KR or KS type to explain the observed upward motions, while Priest and Smith (1979) had previously suggested a dynamic arcade model with plasma dribbling through the magnetic field and being continually replaced by new plasma sucked up from the sides. Sakai and Washimi (1985) presented a general scheme to describe the dynamical behaviour of a current sheet.

The problem of the dynamics of current sheets has been one of great importance in connection with magnetic reconnection (see, for example, Priest (1985)). After the pioneering work of Dungey (1953), Imshennik and Syrovatskii (1967) investigated the non-steady collapse of an X point towards a current sheet. They used the two-dimensional time-dependent MHD equations with the density ( $\rho$ ) assumed constant and the pressure gradient absent. Recently, an extension of this work has been achieved by Bulanov et. al. (1984), Sakai and Tajima (1986), and Sakai and Washimi (1985). Furthermore, Smith and Priest (1977) had presented a qualitative model for prominence condensation in a current sheet.

In the present paper we investigate the nonsteady dynamics of a current sheet, which might form at the boundary between two weak magnetic regions of opposite polarity (Figure 1), Following Imshennik and Syrovatskii (1967) and Sakai and Washimi (1985), we concentrate on the local behaviour of a current sheet produced by the approach of such magnetic regions.

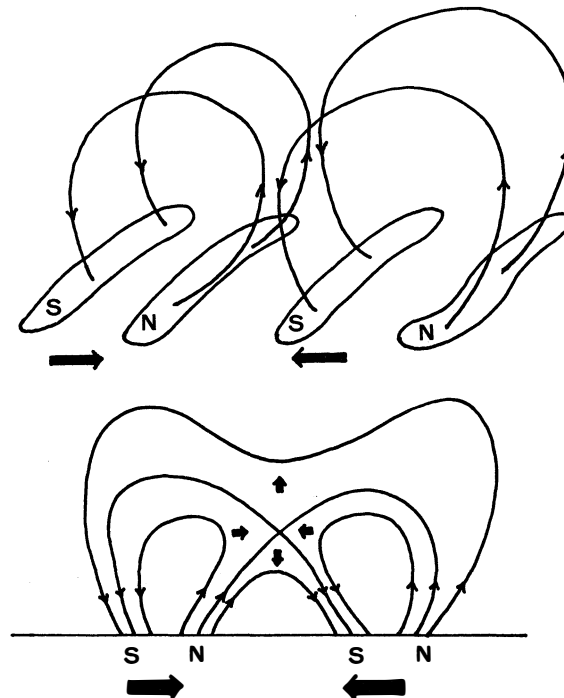


Fig. 1 Magnetic structure in the formation region of quiescent prominences. A current sheet may form at the boundary between two weak magnetic regions of opposite polarity moving together.



In section 2 we present the basic MHD equations and an energy equation. We look for self-similar solutions describing plasma compression near the current sheet, which may eventually trigger a thermal instability condensation. The result is a set of coupled nonlinear ordinary differential equations.

In section 3 the nonlinear dynamics characterising the plasma condensation is investigated by analogy with the motions of a test particle under a given effective potential. We find in some cases a dynamical oscillation of the current sheet and in others a magnetic collapse (Sakai and Tajima, 1986; Tajima et. al., 1987).

In Section 4 we investigate some simplified cases and estimate the period of the nonlinear oscillation. An up-flow motion is generated. In Section 5 we discuss the nonlinear stage of the thermal instability which may be triggered when the density enhancement becomes too large. Finally, we summarise our results.

## 2 Basic Equations and Current Sheet Model

### 2.1 MHD Equations and Energy equation

We model a prominence as a vertical thin current sheet supported by the magnetic field in the low corona, as shown in Figure 2. The x-axis is chosen in the vertical direction,

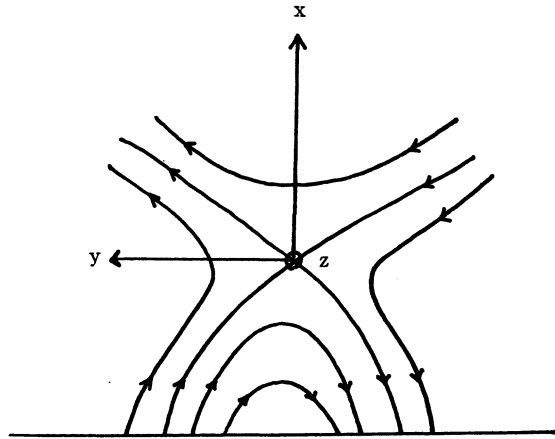


Fig. 2 Coordinates taken. The sheet is assumed homogenous in the horizontal z-direction.

the y-axis in the horizontal transverse direction, and the sheet is assumed homogenous in the horizontal z-direction along the prominence.

The theory of prominence formation may include several physical processes such as plasma compression dynamics, thermal and gravitational effects, coronal heating, radiation processes and magnetic reconnection. The relevant equations describing them are the MHD equations including gravity and an energy transport as follows:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho g \mathbf{e}_x, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) P + \gamma P \nabla \cdot \mathbf{V} = (\gamma - 1) [E_H - Q_c + \nabla \cdot (\kappa_0 T^{5/2} \nabla T)], \quad (1.4)$$

where  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $P$ ,  $\mathbf{B}$  and  $T$  are the density, velocity, pressure, magnetic field and temperature, respectively, and  $\gamma$  is the adiabatic constant. The gravitational acceleration is given by

$$g(x) = GM_\odot R_\odot^{-2} \left( 1 + \frac{x}{R_\odot} \right)^{-2} = g_\odot \left( 1 + \frac{x}{R_\odot} \right)^{-2}, \quad (1.5)$$

where  $M_\odot$ ,  $R_\odot$  and  $g_\odot = GM_\odot R_\odot^{-2}$  are the solar mass, solar radius and gravitational acceleration at the solar surface, respectively.

$E_H$  and  $Q_c$  are the mechanical heating term and radiative cooling term, respectively. The heating term  $E_H$  due to waves or current dissipation is still not well-known. It is often assumed for simplicity to take the form

$$E_H = h\rho, \quad (1.6)$$

where  $h$  is a constant (see Priest, 1982, p 89). The radiative term is simply taken as

$$Q_c = \chi \rho^2 T^\alpha, \quad (1.7)$$

where  $\chi$  and  $\alpha$  are constants; however, the temperature variation of the piecewise constants  $\chi(T)$  and  $\alpha(T)$  is given by, for example, Rosner et. al. (1978) and Priest (1982, pp 87–89).

In a magnetic field that is strong enough to make the thermal conduction perpendicular to the magnetic field negligible, the heat conduction term may be taken as  $\nabla \cdot (\kappa_{11} \nabla_{11} T)$  in equation (1.4), where  $\kappa_{11}$  has the form  $\kappa_{11} = \kappa_0 T^{5/2}$  (Spitzer, 1962).

## 2.2 Current Sheet Dynamics

We consider here a situation in which two magnetic regions of opposite polarity are approaching together as in Figure 1. An X-type magnetic configuration with current flowing in the  $z$ -direction could be formed by a horizontal plasma inflow from both sides. The horizontal plasma flow  $v_y$  around the X-type magnetic configuration is assumed to obey

$$v_y = \frac{\dot{a}}{a} y, \quad (2.1)$$

where  $a(t)$  is a time-dependent scale factor and  $\dot{a} = da/dt$ . The scale factor  $a(t)$ , which is determined later, characterizes a continuous change of thickness of the current sheet.

The vertical flow  $v_x$  is taken to be

$$v_x = v_{x0}(t) + \frac{\dot{b}}{b} x, \quad (2.2)$$

where  $v_{x0}(t)$  and another scale factor  $b(t)$  are determined self-consistently later.

The magnetic field components are assumed to take the form

$$B_x = B_{x0}(t) \frac{y}{\lambda}, \quad (2.3)$$

$$B_y = B_{n0}(t) + B_{y0}(t) \frac{x}{\lambda}, \quad (2.4)$$

$$B_z = B_{z0}(t), \quad (2.5)$$

where  $\lambda$  is a characteristic scale-length of the current sheet. Unknown functions such as  $B_{x0}(t)$ ,  $B_{n0}(t)$ ,  $B_{y0}(t)$  and  $B_{z0}(t)$  are also determined self-consistently later. The role of  $B_{n0}(t)$  in Eq. (2.4) is to allow the X-point to move up or down during the current formation stage.

Substituting eqs. (2.1) and (2.2) into eq. (1.1), we find that the density  $\rho(t)$  is only a function of time and

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} + \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} = 0, \quad (2.6)$$

which implies that

$$\rho(t) = \frac{\rho_0}{a(t)b(t)}, \quad (2.7)$$

where  $\rho_0$  is a constant.

From the induction eq. (1.3), using the expression for magnetic fields ((2.3) – (2.5)) and velocities ((2.1) – (2.2)) we obtain

$$B_{x0}(t) = \frac{B_0}{a^2}, \quad (2.8)$$

$$B_{y0}(t) = \frac{B_0}{b^2}, \quad (2.9)$$

$$B_{z0}(t) = \frac{B_{00}}{ab}, \quad (2.10)$$

$$\frac{dB_{n0}}{dt} + \frac{v_{x0}}{\lambda} \frac{B_0}{b^2} + B_{n0} \frac{b}{a} = 0, \quad (2.11)$$

where  $B_0$  and  $B_{00}$  are constants.

We assume the pressure  $P(x, y, t)$  to be

$$P(x, y, t) = P_{00}(t) - P_0(t) \frac{x}{\lambda} - P_{x0}(t) \frac{x^2}{\lambda^2} - P_{y0}(t) \frac{y^2}{\lambda^2}, \quad (2.12)$$

and next substitute equations (2.1) – (2.5), (2.7), (2.8) – (2.10) and (2.12) into the equation of motion (1.2). The term proportional to  $x^0$  in the x-component gives

$$\frac{dv_{x0}}{dt} + \frac{\dot{b}}{b} v_{x0} = \frac{abP_0(t)}{\lambda\rho_0} - \frac{B_0B_{n0}ab}{4\pi\rho_0\lambda} \left( \frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} \right) - g_\odot, \quad (2.13)$$

while the term proportional to  $x$  gives

$$\frac{d^2b}{dt^2} = \frac{2P_{x0}ab^2}{\lambda^2\rho_0} - \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{a}{b^2} - \frac{1}{a} \right) + 2 \frac{g_\odot}{R_\odot} b, \quad (2.14)$$

where  $v_A^2 = B_0^2 / 4\pi\rho_0$

Similarly the y-component of eq. (1.2) implies

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = \frac{2P_{y0} a^2 b}{\lambda^2 \rho_0} + \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{1}{b} - \frac{b}{a^2} \right). \quad (2.15)$$

Finally we examine the energy equation (1.4), in which the heating term and radiative loss term are given by (1.6) and (1.7), respectively. From the equation of state,  $P = nk_B T = \rho k_B T / M$  where  $M$  is the proton mass, we find

$$T(x, y, t) = \frac{MP}{k_B \rho} = \frac{Mab}{k_B \rho_0} \left( P_{00}(t) - P_0(t) \frac{x}{\lambda} - P_{x0}(t) \frac{x^2}{\lambda^2} - P_{y0}(t) \frac{y^2}{\lambda^2} \right), \quad (2.16)$$

after using eqs. (2.7) and (2.12).

A Taylor expansion of expressions for  $P^{5/2}$  and  $P^a$  gives

$$\left. \begin{aligned} P^{5/2} &\cong P_{00}^{5/2} \left( 1 - \frac{5}{2} \frac{P_0}{P_{00}} \frac{x}{\lambda} - \frac{5}{2} \frac{P_{x0}}{P_{00}} \frac{x^2}{\lambda^2} - \frac{5}{2} \frac{P_{y0}}{P_{00}} \frac{y^2}{\lambda^2} \right), \\ P^a &\cong P_{00}^a \left( 1 - a \frac{P_0}{P_{00}} \frac{x}{\lambda} - a \frac{P_{x0}}{P_{00}} \frac{x^2}{\lambda^2} - a \frac{P_{y0}}{P_{00}} \frac{y^2}{\lambda^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

Then the terms proportional to  $x^0$ ,  $x$  and  $x^2$  in equation (1.4) give, respectively,

$$\begin{aligned} \frac{dP_{00}}{dt} - v_{x0} \frac{P_0}{\lambda} + \gamma P_{00} \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} \right) &= (\gamma - 1) \left[ \frac{h\rho_0}{ab} - \chi \rho_0^{2-a} \left( \frac{M}{k_B} \right)^a (ab)^{a-2} P_{00}^a \right. \\ &\quad \left. + x_0 \left( \frac{M}{k_B \rho_0} \right)^{7/2} (ab)^{7/2} P_{00}^{5/2} \left\{ \frac{5}{2} \frac{P_0^2}{\lambda^2 P_{00}} - \frac{2P_{x0}}{\lambda^2} - \frac{2P_{y0}}{\lambda^2} \right\} \right], \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_0}{dt} + \frac{\dot{b}}{b} P_0 + 2v_{x0} \frac{P_{x0}}{\lambda} + \gamma P_0 \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} \right) &= -(\gamma - 1) \left[ a \chi \rho_0^{2-a} \left( \frac{M}{k_B} \right)^a (ab)^{a-2} P_0 P_{00}^{a-1} \right. \\ &\quad \left. + x_0 \left( \frac{M}{k_B \rho_0} \right)^{7/2} (ab)^{7/2} P_{00}^{5/2} \left\{ 15 \frac{P_0 P_{x0}}{P_{00} \lambda^2} + 5 \frac{P_0 P_{y0}}{P_{00} \lambda^2} \right\} \right], \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{x0}}{dt} + \left\{ \gamma \frac{\dot{a}}{a} + (\gamma + 2) \frac{\dot{b}}{b} \right\} P_{x0} &= -(\gamma - 1) \left[ a \chi \rho_0^{2-a} \left( \frac{M}{k_B} \right)^a (ab)^{a-2} P_{x0} P_{00}^{a-1} \right. \\ &\quad \left. + x_0 \left( \frac{M}{k_B \rho_0} \right)^{7/2} (ab)^{7/2} P_{00}^{5/2} \left\{ 15 \frac{P_{x0}^2}{P_{00} \lambda^2} + 5 \frac{P_{x0} P_{y0}}{P_{00} \lambda^2} \right\} \right], \end{aligned} \quad (2.20)$$

while the term proportional to  $y^2$  implies

$$\begin{aligned} \frac{dP_{y0}}{dt} + \left\{ (\gamma + 2) \frac{\dot{a}}{a} + \gamma \frac{\dot{b}}{b} \right\} P_{y0} &= -(\gamma - 1) \left[ a \chi \rho_0^{2-a} \left( \frac{M}{k_B} \right)^a (ab)^{a-2} P_{y0} P_{00}^{a-1} \right. \\ &\quad \left. + x_0 \left( \frac{M}{k_B \rho_0} \right)^{7/2} (ab)^{7/2} P_{00}^{5/2} \left\{ 15 \frac{P_{y0}^2}{P_{00} \lambda^2} + 5 \frac{P_{x0} P_{y0}}{P_{00} \lambda^2} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

The basic equations describing the current sheet dynamics have thus been derived, namely eqs. (2.11), (2.13), (2.14), (2.15), (2.18), (2.19) and (2.21).

If we assume in particular an adiabatic compression in eqs. (2.18) – (2.21) they reduce to

$$\frac{dP_{00}}{dt} - v_{x0} \frac{P_0}{\lambda} + \gamma P_{00} \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} \right) = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{dP_0}{dt} + \frac{\dot{b}}{b} P_0 + 2v_{x0} \frac{P_{x0}}{\lambda} + \gamma P_0 \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b} \right) = 0, \quad (2.23)$$

$$P_{x0} = \frac{P_a}{a^\gamma b^{\gamma+2}}, \quad (2.24)$$

$$P_{y0} = \frac{P_a}{a^{\gamma+2} b^{\gamma}} \quad (2.25)$$

where  $P_a$  is a constant

### 3. Adiabatic Compression

#### 3.1 Lagrangian of the System

In the previous section we derived the basic equations for the current sheet formation. When the plasma compression occurs adiabatically, the reduced equations can be simplified since the basic equations describing the scale factors  $a$  and  $b$  ((2.14) and (2.15)) can be rewritten after using the relations (2.24) and (2.25) as

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = \frac{c_s^2}{\lambda^2 a^{\gamma} b^{\gamma-1}} + \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{1}{b} - \frac{b}{a^2} \right), \quad (3.1)$$

$$\frac{d^2 b}{dt^2} = \frac{c_s^2}{\lambda^2 a^{\gamma-1} b^{\gamma}} - \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{a}{b^2} - \frac{1}{a} \right) + 2 \frac{g_{\odot}}{R_{\odot}} b, \quad (3.2)$$

where  $c_s^2 = 2P_a/\rho_0$

The above equations without the terms involving the effects of gravity and the plasma pressure were first derived by Imshennik and Syrovatskii (1967), who investigated current sheet dynamics in relation to solar flares.

Once the scale factors  $a(t)$  and  $b(t)$  are known, it is easy to see the time behaviour of physical quantities such as the magnetic field and velocity. So we first investigate the above equations (3.1) and (3.2) from a general point of view. They can be derived from the Euler-Lagrange equations

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{a}} \right) = \frac{\partial L}{\partial a}, \quad (3.3)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{b}} \right) = \frac{\partial L}{\partial b}, \quad (3.4)$$

where the Lagrangian  $L(a, \dot{a}, b, \dot{b})$  is given by

$$L(a, \dot{a}, b, \dot{b}) = \frac{\dot{a}^2}{2} + \frac{\dot{b}^2}{2} + \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{b}{a} + \frac{a}{b} \right) + \frac{g_{\odot}}{R_{\odot}} b^2 - \frac{c_s^2}{(\gamma-1)\lambda^2(ab)^{\gamma-1}}. \quad (3.5)$$

The first two terms correspond to kinetic energy  $T_K$ , by analogy with the mechanical system of a test particle in a potential well

$$T_K = \frac{\dot{a}^2}{2} + \frac{\dot{b}^2}{2}, \quad (3.6)$$

and the remaining terms correspond to an effective potential

$$V_{eff} = -\frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{b}{a} + \frac{a}{b} \right) - \frac{g_{\odot}}{R_{\odot}} b^2 + \frac{c_s^2}{(\gamma-1)\lambda^2(ab)^{\gamma-1}} \quad (3.7)$$

It is clear that the above system has a first integral, which is constant and corresponds to the total energy  $E_T$  of the mechanical system

$$E_T = T_K + V_{eff} = \frac{\dot{a}^2}{2} + \frac{\dot{b}^2}{2} - \frac{v_A^2}{\lambda^2} \left( \frac{b}{a} + \frac{a}{b} \right) - \frac{g_{\odot}}{R_{\odot}} b^2 + \frac{c_s^2}{(\gamma-1)\lambda^2(ab)^{\gamma-1}}, \quad (3.8)$$

= constant.

### 3.2 Effective potential surface

By analogy with the motion of a test particle under the effective potential  $V_{eff}$  (Eq. (3.7) (3.7)), we can easily understand the dynamical behaviour of the scale factors  $a(t)$  and  $b(t)$  if we draw the effective potential. Here we consider the following normalized potential  $F(a, b)$ , and examine its behaviour.

$$F(a, b) = \frac{\lambda^2}{v_A^2} V_{eff} = -\left(\frac{b}{a} + \frac{a}{b}\right) - G_0 b^2 + \frac{\beta}{\Gamma (ab)^\Gamma}, \quad (3.9)$$

where

$$G_0 = \frac{\lambda^2 g_\odot}{v_A^2 R_\odot}, \quad \beta = \frac{c_s^2}{v_A^2}, \quad \Gamma = \gamma - 1.$$

The second term in Eq. (3.9), which represents the effect of gravity, is negligible when the coefficient  $G_0$  is taken to be  $4 \times 10^{-3}$  as a representative value in the solar corona.

Then the function  $F(a, b)$  is almost symmetric with respect to the plane  $a = b$ . On the plane  $a = b$  the curve  $F(a = b)$  decreases monotonically from  $\infty$  at  $a = b = 0$  to  $-\infty$ , because

$$F(a=b) = -2 - G_0 a^2 + \frac{\beta}{\Gamma a^{2\Gamma}}, \quad (3.10)$$

and

$$\frac{dF(a=b)}{da} = -2G_0 a - \frac{2\beta}{a^{2\Gamma+1}} < 0. \quad (3.11)$$

We have studied two examples of the potential  $F(a, b)$ :

$$(a) \quad G_0 = 4 \times 10^{-3}, \quad \beta = 0.01, \quad \Gamma = 2 \quad (\gamma = 3)$$

$$(b) \quad G_0 = 4 \times 10^{-3}, \quad \beta = 0.01, \quad \Gamma = 2/3 \quad (\gamma = 5/3)$$

where we have set  $\lambda / v_A = 10^2 \text{ sec}$ ,  $g_\odot = 2.71 \times 10^4 \text{ cm/sec}^2$ , and  $R_\odot = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$ .

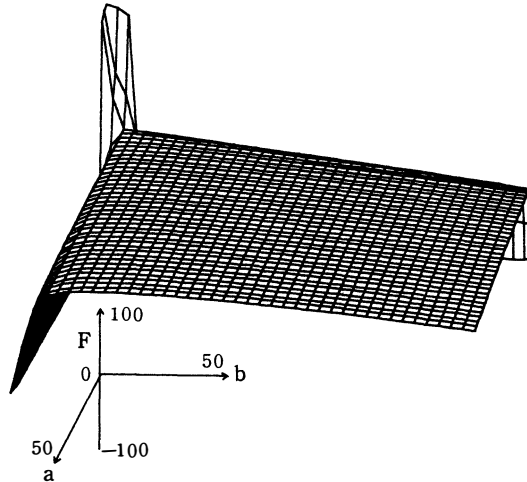


Fig 3. Effective potential surface;  $F(a, b)$  when  $G_0 = 4 \times 10^{-3}$ ,  $\beta = 0.01$ ,  $\Gamma = 2$  ( $\gamma = 3$ )

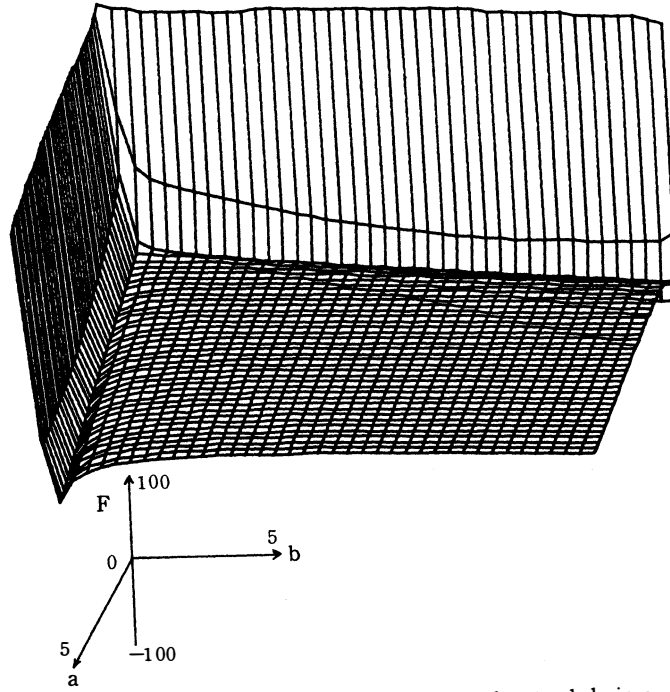


Fig. 4 Effective potential surface, as in Figure 3, with extended view around the origin.

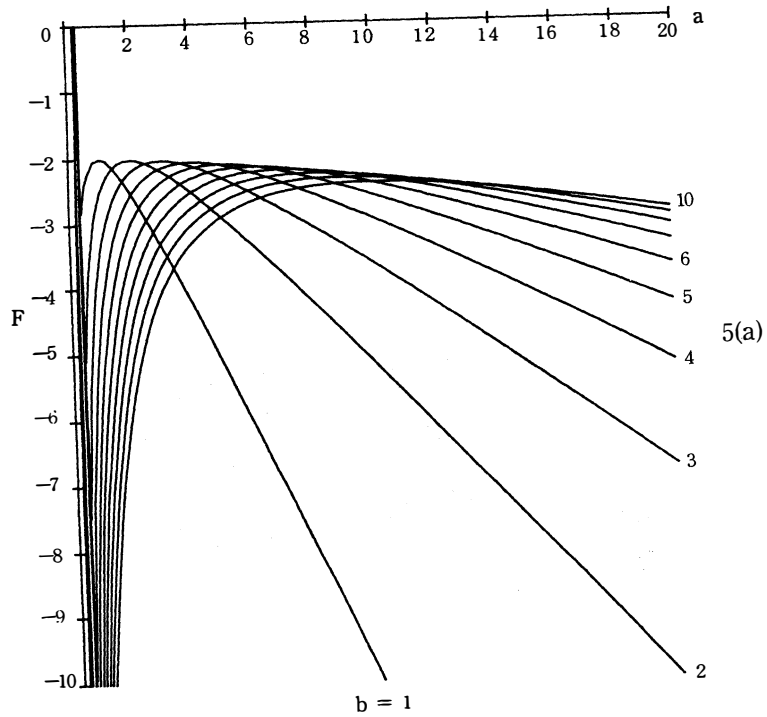
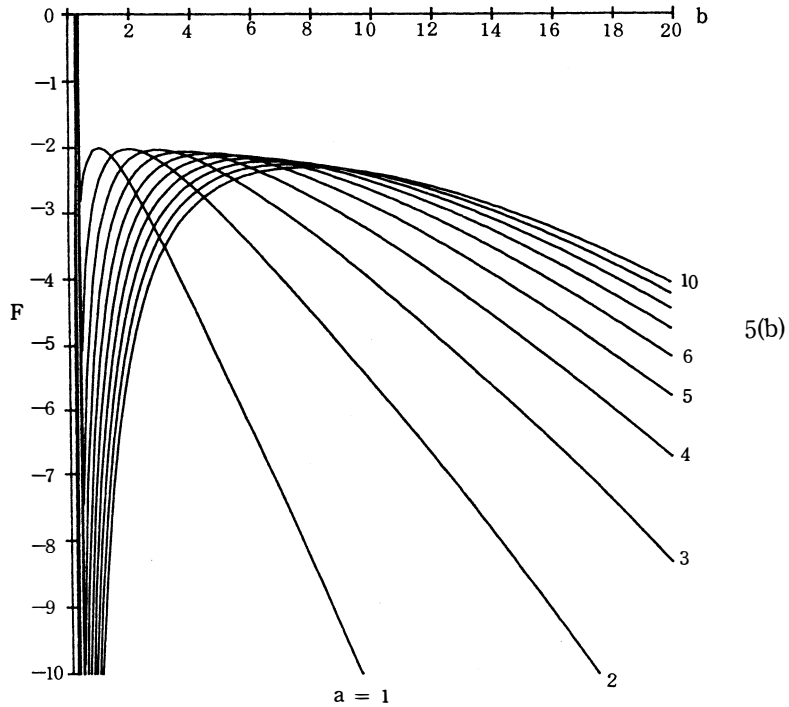


Fig. 5 Cross-sections of the potential: (a)  $F(a)$  for given  $b = 1 - 10$ , and (b)  $F(b)$  for given  $a = 1 - 10$ ; same parameters as Fig. 3.



Figures 3, 4 and 5 show the case (a), while Figures 6 and 7 show the case (b). As seen in Figures 3-5, there are deep potential wells (a potential minimum exists) near the planes  $a = 0$  and  $b = 0$  in case (a). On the other hand, in case (b) there is no potential well, but there exists a high wall near the origin ( $a = b = 0$ ). Further, there is a deep potential drop reaching to  $-\infty$  near the planes  $a = 0$  and  $b = 0$ .

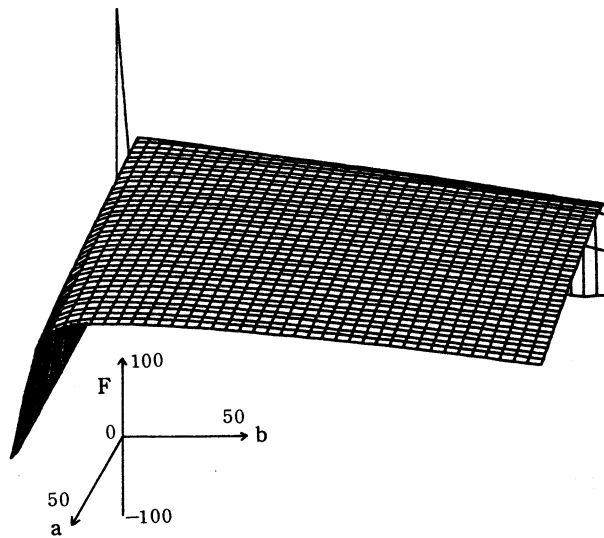


Fig 6. Effective potential surface;  $F(a, b)$  when  $G_0 = 4 \times 10^{-3}$ ,  $\beta = 0.01$ ,  $\Gamma = 2/3$  ( $\gamma = 5/3$ )



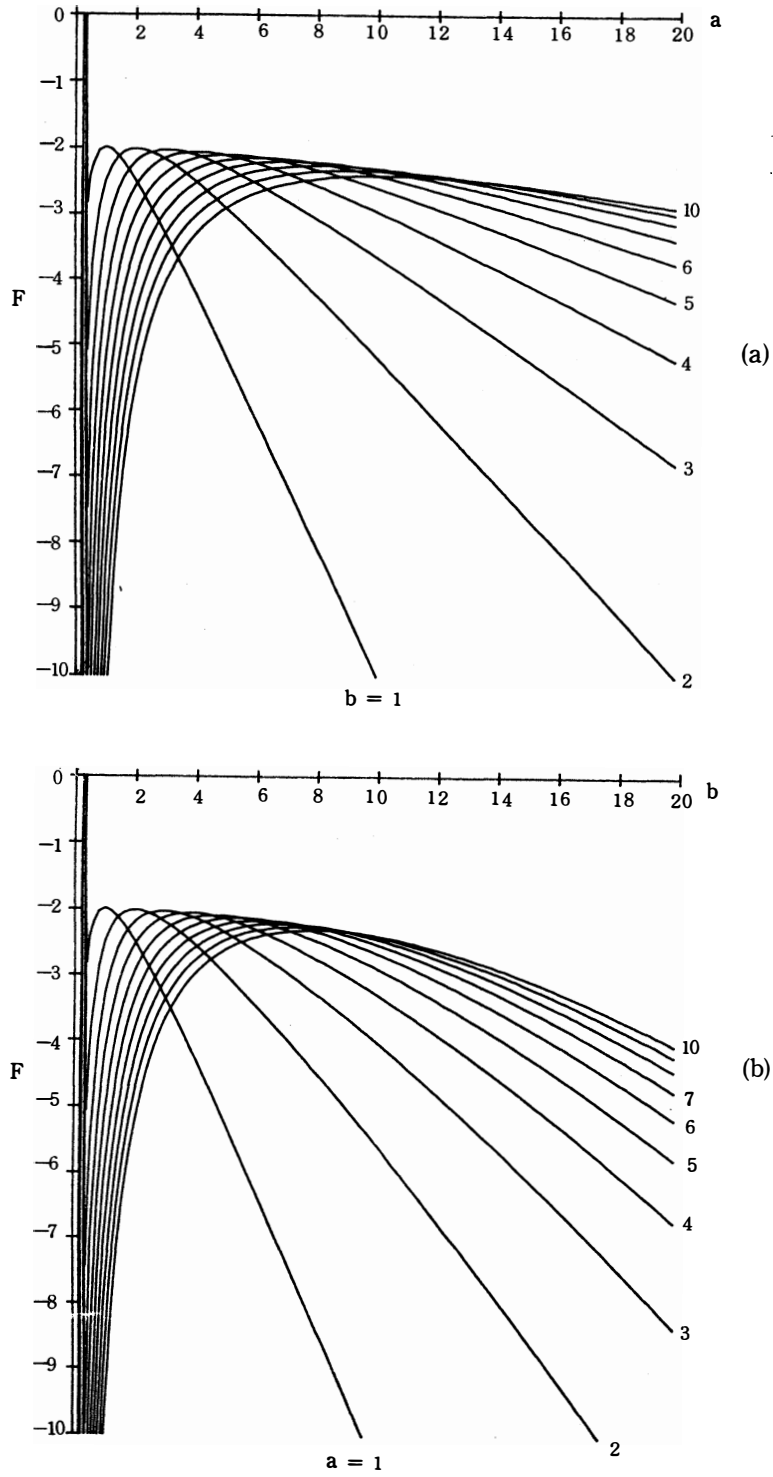


Fig 7. Cross-sections of the potential: (a)  $F(a)$  for given  $b = 1 - 10$ , and (b)  $F(b)$  for given  $a = 1 - 10$ ; same parameters as Fig. 6.

The case (a) corresponds to the occurrence of a simple nonlinear oscillation, which will be investigated further in the next section.

On the other hand, we find only magnetic collapse driven by magnetic forces in case (b). Because of the high potential wall near the origin, the scale factors  $a$  and  $b$  may not decrease along the line  $a = b$ , but the scale factor  $a$  can decrease more rapidly than  $b$  during magnetic collapse. This implies that magnetic collapse may show a quasi-one-dimensional behaviour; i.e.  $a \rightarrow 0$  and  $b$  is almost constant in time. We will investigate such a one-dimensional collapse in detail in section 5.

#### 4. Current sheet oscillation and upflow motion

In the previous section we investigated in general the time-dependent behaviour of plasma compression by using the analogy of motion of a test particle in an effective potential. We here study a special case, where the horizontal magnetic field  $B_y$  is a constant;  $B_y = B_n = \text{constant}$  in Eq. (2.4). This magnetic configuration may be approximately realized in the X-type magnetic structure shown in Figure 2. It is also similar to the central part of the KS model, where the forces between magnetic tension (up) and gravity (down) balance. We can generalise the static KS model to a dynamic model including horizontal plasma flow as well as plasma up-flow.

The basic equation for the scale factor  $a(t)$ , neglecting the inhomogeneous flow term in the x-direction in Eq. (2.2), and assuming an adiabatic compression, is then

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = \frac{c_s^2}{\lambda^2 a^2} - \frac{v_A^2}{\lambda^2 a^2} . \quad (4.1)$$

The density, velocity and magnetic field follow from

$$\rho = \frac{\rho_0}{a} , \quad (4.2)$$

$$v_y = \frac{\dot{a}}{a} y , \quad (4.3)$$

$$B_x = \frac{B_0}{a^2} \frac{y}{\lambda} , \quad (4.4)$$

$$B_y = B_n = \text{constant}, \quad (4.5)$$

$$B_z = \frac{B_0}{a} . \quad (4.6)$$

The up-flow velocity  $v_{x0}(t)$  is determined by

$$\frac{dv_{x0}}{dt} = \frac{v_A^2 B_n}{\lambda B_0 a} - g , \quad (4.7)$$

where the gravitational acceleration  $g$  is assumed to be constant in the current sheet. If the first term on the right-hand side of equation (4.7) is larger than the second gravity term, an up-flow motion ( $v_{x0} > 0$ ) can occur. If  $a(t)$  becomes smaller than  $a_0 = \frac{v_A^2 B_n}{\lambda B_0 g}$ , plasma compression can lead to such an up-flow motion. Otherwise, if there does not occur enough compression ( $a > a_0$ ), down-flow may exist in the prominence current sheet. We may thus have the possibility of a transition from up-flow to down-flow during the formation stage of

a prominence.

#### 4.1 Nonlinear oscillation

In Eq. (4.1) with  $\gamma > 2$ , we find (Sakai and Tajima, 1986) a nonlinear oscillation with respect to  $a(t)$ . It implies that the in-flow plasma velocity,  $v_y = \frac{a}{a_0} v_A$  as well as other physical quantities can undergo an oscillation in time. The period  $T$  of the oscillation is given by (Sakai and Tajima, 1986)

$$T = 2\pi v_A^2 / E_0^{3/2} \lambda^2, \quad (4.8)$$

where

$$E_0 = a_0^2 - 2V_A^2 / \lambda a_0 + c_s^2 / \lambda^2 a_0^2.$$

$E_0$  is related to the initial inflow velocity. The minimum period, when the amplitude of the oscillation is very small, is given by

$$T_{\min} = 2\pi \beta^{3/2} \tau_A, \quad (4.9)$$

where  $\tau_A = \lambda / v_A$ ,  $\beta = c_s^2 / v_A^2$ .

If we take  $\lambda \sim 10^9$  cm,  $v_A \sim 10^7$  cm/s and  $\beta = 0.01$  we obtain  $T_{\min} \sim 0.6$  second. The nonlinear period  $T$  of the oscillation becomes longer than  $T_{\min}$  by an amount that depends on the initial condition  $E_0$ .

#### 4.2 Up-flow motion

When  $\gamma < 2$  and  $c_s < v_A$ , Eq. (4.1) only gives a collapse solution without oscillation. The approximate solution in the case when  $\gamma = 2$  and  $E_0$  is close to zero is given by

$$a(t) = \left(\frac{9}{2}\right)^{1/3} (v_A^2 - c_s^2)^{1/3} \lambda^{-2/3} (t_0 - t)^{2/3}, \quad (4.10)$$

which gives the solution of Eq. (4.7) as

$$v_{x0}(t) = 3 \left(\frac{2}{9}\right)^{1/3} \frac{v_A^2}{\lambda^{1/3}} \frac{B_n}{B_0} \frac{(t_0 - t)^{1/3}}{(v_A^2 - c_s^2)^{1/3}} - g(t_0 - t), \quad (4.11)$$

where  $t_0$  is the time when  $v_{x0} = 0$ ,  $t_0$  is roughly given by

$$t_0 \cong 0.84 (v_A / c_s)^3 \tau_A,$$

which may be explained by the life-time of the up-flow motion. If we take, for example,  $v_A / c_s \sim 10$ ,  $\tau_A \sim 10^2$  sec, we find  $t_0 \cong 0.84 \times 10^5$  s.

### 5 Condensation and Cooling

In the previous sections we found that the current sheet can undergo a magnetic collapse ( $a \rightarrow 0$ ) driven by the  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  force. When  $\gamma < 2$ , the plasma compression can be suppressed by the build-up of an internal plasma pressure; while, for  $\gamma > 2$ , the plasma compression may still continue (i.e. we have a magnetic collapse). During the magnetic collapse ( $a, b \rightarrow 0$ ) the plasma density  $\rho = \rho_0 / ab$  in the current sheet is greatly enhanced. Then the radiative loss term which was neglected in the previous sections may become important in a phase

when the radiative cooling term in Eq. (1.7) proportional to  $\rho^2$  dominates the heating and conduction terms in Eq. (1.4).

In the following we investigate one-dimensional condensation dynamics. The analysis is simpler than a fully 2-D situation, and in any case the 1-D dynamics themselves can often be a good approximation to the 2-D dynamics when the magnetic collapse occurs almost one-dimensionally as  $a \rightarrow 0$  and  $b \cong \text{constant}$ .

### 5.1 Basic equations for 1-D condensation

From the basic equations (1.1) – (1.7), we find the following relations and reduced nonlinear equations by a similar method to that used in the previous section:

$$\rho(y, t) = \frac{\rho_0}{a}, \quad (5.1)$$

$$v_y(y, t) = \frac{\dot{a}}{a} y, \quad (5.2)$$

$$B_x(y, t) = \frac{B_0}{a^2} \frac{y}{\lambda}, \quad (5.3)$$

$$B_z(t) = \frac{B_0}{a}, \quad (5.4)$$

$$P(y, t) = P_0(t) - P_1(t) \frac{y^2}{2\lambda^2}, \quad (5.5)$$

where  $a(t)$ ,  $P_0(t)$  and  $P_1(t)$  are determined by

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = \frac{a^2}{\rho_0 \lambda^2} P_1(t) - \frac{v_A^2}{a^2 \lambda^2}, \quad (5.6)$$

$$\frac{dP_1}{dt} + (\gamma + 2) P_1 \frac{\dot{a}}{a} = -(\gamma - 1) \frac{\alpha \chi \rho_0^2}{n_0^g} a^{\alpha-2} P_0^{\alpha-1} P_1, \quad (5.7)$$

$$\frac{dP_0}{dt} + \gamma P_0 \frac{\dot{a}}{a} = (\gamma - 1) \left[ \frac{h \rho_0}{a} - \frac{\chi \rho_0^2 a^{\alpha-2} P_0^g}{n_0^g} + \frac{\kappa_0 T^{5/2} \Delta T}{\lambda_{i1}^2} \right]. \quad (5.8)$$

In Eq. (5.8) we have introduced an order of magnitude term representing the effect of heat conduction parallel to the magnetic field  $B_y$ . Such a term gives a stabilizing effect against thermal instability and may be important when we are discussing the approach to and onset of thermal instability.

The plasma temperature  $T(y, t)$  is determined by use of  $p = nk_B T$  as

$$T(y, t) = T_0(t) - T_1(t) \frac{y^2}{2\lambda^2}, \quad (5.9)$$

where

$$T_0(t) = a P_0(t) / (n_0 k_B), \quad (5.10)$$

$$T_1(t) = a P_1(t) / (n_0 k_B). \quad (5.11)$$

### 5.2 Radiative Cooling

We here consider a phase in which the radiative cooling term in Eq. (5.8) becomes dominant,

when magnetic collapse ( $a \rightarrow 0$ ) may lead to the relations

$$\frac{\chi \rho_0^2 a^{\alpha-2} P_0^\alpha}{\eta_0^\alpha} \gg \frac{h \rho_0}{a} \text{ and } \frac{\chi_0 T^{5/2} \Delta T}{\lambda_{11}^2}$$

We find then the following asymptotic solutions for the physical quantities from Eqs.

(5.6) – (5.8) :

$$a(\tau) \propto \tau^{\frac{2}{3}}, \quad (5.12)$$

$$\rho(\tau) \propto \tau^{-\frac{2}{3}}, \quad (5.13)$$

$$v_y(\tau) \propto \tau^{-1}, \quad (5.14)$$

$$B_x(\tau) \propto \tau^{-4/3}, \quad (5.15)$$

$$P_0(\tau) \propto \tau^k, \quad (5.16)$$

$$P_1(\tau) \propto \tau^{-8/3}, \quad (5.17)$$

$$T_0(\tau) \propto \tau^l, \quad (5.18)$$

$$T_1(\tau) \propto \tau^{-2}, \quad (5.19)$$

where

$$k = \frac{2\alpha - 1}{3(1 - \alpha)}, \quad (5.20)$$

$$l = \frac{1}{3(1 - \alpha)}, \quad (5.21)$$

$$\tau = t_0 - t. \quad (5.22)$$

From Eq. (5.18), we find that plasma compression ( $a \rightarrow 0$  as  $\tau \rightarrow 0$ ) can produce plasma cooling ( $T_0 \propto \tau^l \rightarrow 0$ ) near the centre of the current sheet, provided  $l > 0$ . The condition  $l > 0$  for cooling to occur can be realized in the case

$$\alpha < 1, \quad (5.23)$$

from Eq. (5.21)

We may conclude from the above discussion that the current sheet becomes dense and cool due to the effect of radiative loss, following the magnetic collapse of the current sheet. Of course, eventually when the temperature becomes much cooler than  $10^5$  K and  $\alpha$  exceeds unity, we expect the fall in temperature to be slowed and to cease as a new cool equilibrium at prominence temperatures is attained.

## 6 Conclusions

We have investigated a dynamical model for prominence formation in a current sheet at the boundary between regions of opposite magnetic polarity. We have derived a set of coupled nonlinear equations describing the temporal compression and condensation of plasma in the current sheet with gravity, heating, radiative cooling and heat conduction included.

The dynamics of magnetic collapse has been investigated and shown to produce a nonlinear oscillation of the current sheet and up-flow motion. Also, an asymptotic solution describing radiative cooling and plasma compression in a 1-D current sheet configuration was presented. In future it is hoped to study the problem further by solving both the 1-D and 2-D equations numerically.

### Acknowledgements

We are grateful to the UK Science and Engineering Research Council for supporting this work.

J.S. is grateful to the Japan Society for the Promotion of Science and to the Royal Society for supporting his visit to St Andrews.

この研究の一部は、財団法人富山相銀奨学育英財団によって援助されたことを記し感謝の意を表わす。

### References

- Bulanov, S.V. and Ol' Shanetskij, M.A.: 1984, Phys. Lett., **100A**, 35  
Dungey, J.W., Philosoph. Mag.: 1953, **44**, 725  
Hirayama, T.: 1985, Solar Phys., **100**, 415  
Imshennik, V.S., Syrovatskii, S.I.: 1967, Soviet Phys. JETP, **25**, 656  
Kippenhahn, R., Schlüter, A.: 1957, Z. Astrophys., **43**, 36  
Kuperus, M., Raadu, M.A.: 1974, Astron. Astrophys., **31**, 189  
Malherbe, J.M., Priest E.R.: 1983, Astron. Astrophys., **127**, 80  
Malherbe, J.M., Priest, E.R., Forbes, T.G., Heyvaerts, J.: 1983, Astron. Astrophys., **127**, 153  
Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribe, E., Mein, P.: 1983, Astron. Astrophys., **119**, 197  
Martin, S.F.: 1973, Solar Phys., **31**, 3  
Martin, S.F., Liv, S.H.B., Wang J.: 1985, Australian J. Phys, **38**, 929  
Martin, S.F.: 1987, Proc. of Coronal and Prominence Plasmas, NASA Conference Publication 2442  
Priest, E.R.: 1982, Solar Magnetohydrodynamics, Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland  
Priest, E.R.: 1985, Rep. Prog. Phys., **48**, 955  
Priest, E.R., Smith, E.A.: 1979, Solar Phys., **64**, 267  
Priest, E.R.: 1986, in The Role of Fine-Scale Magnetic Fields on the Structure of the Solar Atmosphere, Proc. Tenerife Workshop, October (in press)  
Rosner, R., Tucker, W.H., Viana, G.S.: 1978, Astrophys. J., **220**, 643  
Sakai, J., Tajima, T.: 1986, Proc. on Plasma Astrophysics, ESA SP-251, 77  
Sakai, J., Washimi, H.: 1985, Bulletin of Faculty of Engineering, Toyama University, **36**, 47  
Schmieder, B., Malherbe, J.M., Ribes, E., Mein, P.: 1984, Astron. Astrophys., **136**, 81  
Smith, E.A., Priest, E.R.: 1977, Solar Phys., **53**, 25  
Spitzer, L.: 1962, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York  
Tajima, T., Sakai, J.: 1986, IEEE Transactions on Plasma Science, PS-14, **6**, 929  
Tajima, T., Sakai, J., Nakajima, H., Kosugi, T., Brunel, F., Kundu, M.R.: 1987, Astrophys. J. **321**, 1031.  
Tandberg-Hanssen, E.: 1974, Solar Prominences, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland  
Tang, F.: 1987, Solar Phys., **107**, 233

(Received October, 30 1987)

# 研究者の自己評価の方法

富山大学工学部 坂 井 純 一

概要;

研究者の自己評価の方法を、以下の項目について検討する。

- (1) 研究者の活動度、及び国際的活動度を測る。
- (2) 研究論文の質、独創性、学問分野への貢献度を測る。
- (3) 研究指導力を測る。

自己評価の資料を作成するための基礎データの例を示し、研究評価の公開性を言及する。  
研究者にとって、理想的研究環境の方策を検討する。

## 1. はじめに

最近（昭和62年6月16日）、「大学における教員評価について」と題して、国立大学協会第一常置委員会より「大学における評価」の問題の検討結果<sup>(1)</sup>の概要が示された。それによると、大学における自己評価の目的は、研究者にとって、自己研鑽、自己啓発につながり、その結果、教員の研究、教育活動などの活性化、更に大学の新しい活力をもたらすことを期待して実施するものとある。そして大学における自己評価が、学問、研究の真の発展を、その本来の目的とするものであるから、研究教育の自由を侵す結果とならぬ様、大学人は、大学自治を生かすためにも、他からの評価を強要されることなく、自らの意志によって、この問題に対処すべきとある。

自己評価は、出来るだけ客観的であり、外部の批判にも十分耐えうるものでなければならぬ。又諸外国における場合と同様に、評価効果が充分得られる様、個々の研究者が、その評価の基準を設定することが望まれる。

一方、研究者、科学者の生命は、その独創的研究成果であることは言うまでもないが、今日の日本の大学の研究環境は、独創的研究成果を出しにくい雰囲気にある<sup>(2)</sup>。ある調査報告<sup>(2)</sup>によれば、今後、日本が創造的研究を推進するための条件として、

- (1) 独創性の芽を育てる家庭環境、
- (2) 独創性の芽をつまない教育環境、
- (3) 独創性を重視する研究評価、
- (4) 柔軟な組織、
- (5) 報奨制度の充実

などをあげている。

ここでは、上記項目の(3)に着目し、独創性を重視する研究評価を行うために、研究者自身による自己評価を、出来るだけ客観的に行う方法を検討する。

欧米では、「大学における自己評価」は、比較的長い歴史をもっており<sup>(3)</sup>、最近、日本でも、研究評価が試みられている<sup>(4)</sup>。この論文では、客観的自己評価の方法として、以下の3項目を検討する。

- (1) 研究者の活動度、及び、国際的活動度を測る。
- (2) 研究論文の質、独創性、学問分野への貢献度を測る。
- (3) 研究指導力を測る。

客観的評価を行うには、客観的基礎データが必要であり、そのため、筆者によって過去発表された研究論文リスト（付録参照）を、基礎データとする。

最後に、独創性を重視する客観的研究評価が皆無である現状から、創造的研究が可能となる研究環境の実現の方策を検討する。

## 2. 研究者の活動度、及び国際的活動度を測る

### 2.1 方法

ここでは、研究者自身の活動度を測る方法として、研究者によってレフェリー制度のある学術誌に発表された論文を基礎データ（付録参照）とする。単に、発表論文数のみから活動度を測らないで第一研究論文発表後の研究年数と、その研究者によって発表された一年ごとの累積論文数を考える。図1に示すのは、横軸に、第一研究論文発表後の研究年数、縦軸に、レフェリー制度のある学術誌に発表された論文を一年ごとに累積した論文数を目盛ったグラフである。研究者の全論文数は、現時点では、30編である。

原点からの直線は、1年あたりの平均論文数が、1編及び2編であることを示す。従って、この図より、研究者の年平均発表論文数、研究活動度の年度化（活動が、上昇過程にあるか、停滞しているか）が、一目瞭然である。研究活動度が、上昇の原因、停滞の原因などを検討し、研究者自らにフィード・バックすべきであろう。

この研究者の場合には、以下にみられる様に、次の国際会議発表論文数と相関がある。

近年、日本の研究者の高度化、国際化が問題にされる。又、学問分野によっては、国際共同研究が増加の傾向にある。特に、基礎科学の分野では、国際的に一流の学術誌に論文を発表し、又、国際会議で研究発表を行う事が常識化されている。従って、研究者として、国際的活動力を測る目安の1つとして、国際会議発表論文数（年累積）と研究年数の関係を取り上げる。

図2に示すのは、国際会議及び国際研究集会に発表された、一年毎の累積論文数の年変化である。図1と、図2の比較を行うと、図1にみられる、研究年数11年後の研究活動度の上昇は図2と相関がある。国際会議発表の全論文が、学術誌に受理されたわけではない。

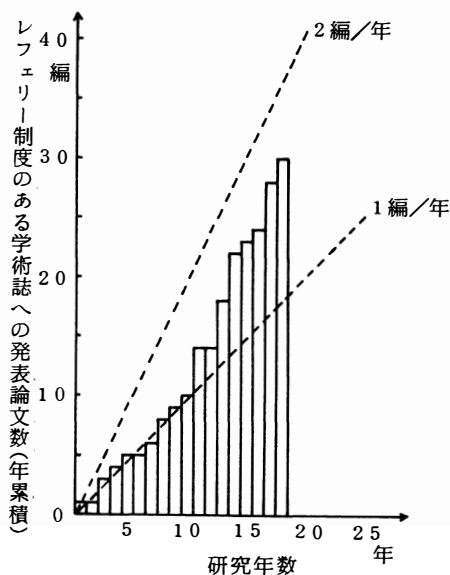


図1

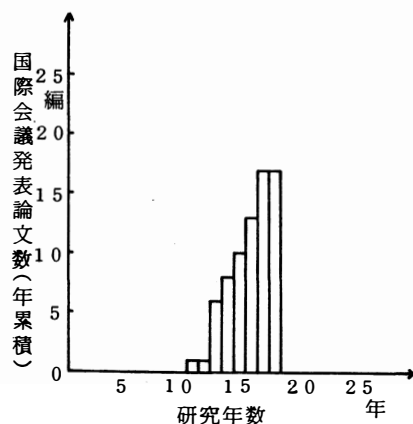


図2



研究論文の生産性と、国際的活動度には、相関があり、研究環境の改善の1つに、研究者が自信をもって仕上げた研究成果を、国際会議の舞台で発表し、その成果の評価を問う活動が、自由に可能な環境にする事があげられる。

## 2.2 検討課題

研究者による年平均論文発表数、研究者自身の努力、能力によることはもちろんであるが、研究環境（共同研究が可能な研究環境も含む）にも多大に依存する。たとえば、筆者の様な、phD 学生のいない研究場所と、phD 学生及び、欧米の様に Post Doctor の研究者を研究者自身の研究費で採用出来る研究環境では差が明白となる。筆者の体験から、アメリカの某国立研究所の研究者の年平均論文数は約5編であり、日本の旧帝大では、2.23~4.11<sup>(4)</sup> となっている。

従って、研究者の活動度を増す要因に、phD 学生の養成機関としての大学院の充実、更には、Post Doctor 制による共同研究者の採用が可能な制度の確立が早急に望まれる。

現状においては、このような基礎データに基づく研究者の評価は皆無であり、研究者の活動度が、30才代にピークに達する事を考えると、研究環境の貧困のため、活動的研究者の芽をつむ危険が多いと思われる。

## 3. 研究論文の質、独創性、学問分野への貢献度を測る

### 3.1 方法

研究論文の質を客観的に測ることは、極めてむずかしい問題であるが、欧米で採用されている方法として、論文発表後、その論文が、他の研究者に引用された引用回数を利用する。引用の仕方の内容まで立ち入らないで、一応引用回数が多い程、その論文に独創性があり、質のよい論文であり、又その学問分野への貢献度が高いという立場をとる。科学論文の被引用度に関する資料（Science Citation Index）は、分野によっては、データとして整っているが、データとしてない分野、境界領域の分野では、なかなか全部のデータを集めるのは難しい。従って、ここでは、筆者が、これまで研究を続けてきた過程において、筆者の研究が、その後どの様に利用され、発展されたかの個人的興味により、メモしておいたデータ（1987年10月現在）をもとにする。

図3に示すものは、他の研究者（自分自身の論文への引用は除く）によって、レフェリー制度のある学術誌、及び国際会議発表論文、総合報告誌などに引用された引用回数と、その論文数の関係のグラフである。図の点が縦軸に沿って上にのびると、その論文の独創性が高く、学問分野への貢献度が高いと考えられる。一方、横軸に沿っての

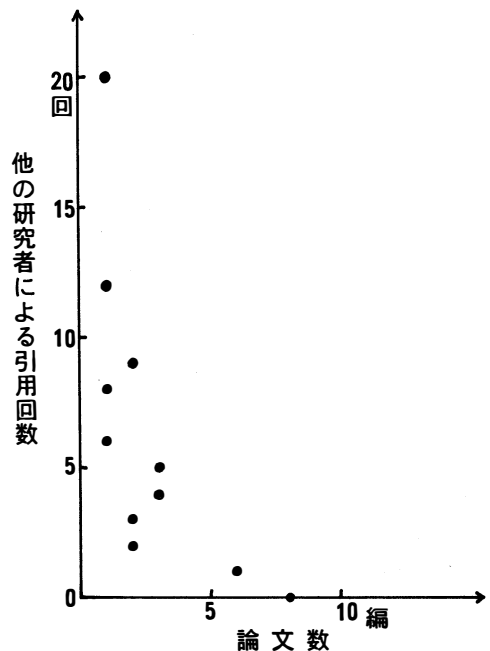


図3

びる傾向は、研究者の努力で研究活動度の高さを示すが、引用回数が少い。これは、多くは、その論文が、重箱の底をつく様な研究テーマであり、発展性のないテーマで、学問分野全体からは、それ程重要でない場合が多い。まれには、現在の世界の主流テーマとかけ離れており、その重要性が認識されず、将来爆発的に引用される可能性を含む論文である場合もあろう。実際物理学の分野では、50年後、時には100年後爆発的に引用回数の増加する例も過去にあった。

従って、論文が発表された後の年数が問題で、発表後すぐ反応があり、引用されるのは、独創性もあるが、現在流行のテーマである場合も多く、必ずしも、学問分野全体からみて、本質的に重要な寄与とは限らぬ場合もあろう。そのため、この様な評価は、5年ごとぐらいに長期的に、比較検討する必要がある。

### 3.2 検 討

図3の様な分析より、図4に示される様な、パターンの分類が可能と思われる。即ち、

(1) A型：理想型 (2) B型：独創型 (3) C型：努力型 (4) D型：平均型 である。多くの論文を発表し、かつ、その論文の引用回数が多いとA型の様にislandが形成されられると思われる。この様な研究者は、理想的研究者で、研究活動度も高く、その論文の質も良く、独創性があり、学問分野への貢献度も極めて高い事になる。

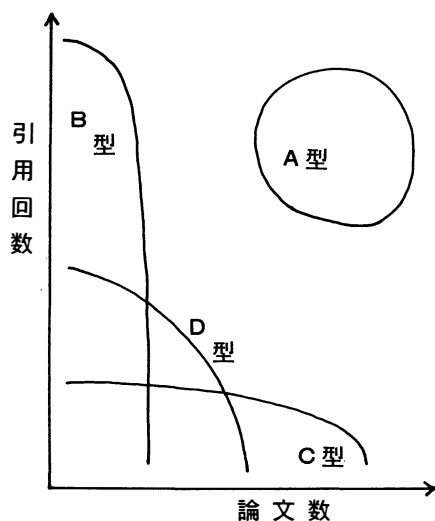


図4

B型に近いと、独創的の仕事が出来る研究者であり、C型に近いと、努力型研究者と考えられる。D型は、B、C型の混合型で、平均的な研究者となる。独創的研究テーマにのみ専念し、重箱の底をつく様な仕事には、目もくれない研究者も必要だし、学問分野全体の体系化という観点からは、C型の研究者も必要であらう。

現状の様に独創的研究者の育成が求められる中では、1編でも独創的研究論文がある研究者を早くみつけ、その独創性を充分発揮出来る研究環境を整備する事が、最も重要である。大学は、真陰に、高い水準の学問開発力を維持するために、どんな研究者を迎え入れるか？どうすれば、高い水準の研究が維持出来るか？を常に考え、実行する必要がある。欧米の大学では、これが日常的に行われ、これを、おろそかにすると、大学の存在意義が、失われるという危機感がある程、認識は強烈である。

#### 4. 研究指導力を測る

ここでは、研究者が、pHD を習得するため修業中の人材を育成出来る指導力を問題にする。学問分野の研究テーマは、世界の流れとともに刻々変化していく。その中で、将来5年後、又は10年後に重要になると考えられる研究テーマを洞察し、指導する力が、研究指導者に果せられる。そのためには研究者自身、活動度が高く、独創的研究者であることはもちろんであるが、学問分野全体、更には、境界領域の分野まで広く、深い研究活動力が要求されよう。

その研究指導力を測る目安の1つとして、学問分野と、研究者の研究テーマ別に発表された論文数をあげる。又、重要な研究テーマに対して、総合報告論文（Review 論文）があるか、否かも目安の1つとなろう。Review 誌の性格から、その研究テーマの歴史的発展、現状をふまえ、将来に残された問題を明らかに見通す力が要求されるからである。

又、研究テーマの取りくみ方の連続性から、その研究者のテーマに対する研究態度、即ち、研究テーマの一貫性、研究守備範囲の広さ、研究テーマの重要性と学問分野への貢献度などもある程度推定出来る。

研究分野の後継者を育成するためには、研究指導者は、その分野で、独創的研究成果をあげ、将来を見通す研究者である事が必要である。

表1には、筆者の研究分野及び、研究テーマ別研究論文が書いてある。付録の論文リストから引用しており、番号の大きい論文章、新しい論文であるため、ごく最近の研究の主力がどこにあるか？、研究テーマの時代推移もある程度読みとれる。

表－1

学問分野	研究課題	研究論文
プラズマ物理学	(1)Nonlinear Wave Propagation in Plasmas & Nonlinear Medium Soliton Problem	2,4,5,6,7, 8, 11, 12, 19, 22,
	(2)Wave-particle Interaction in Plasma	1,3,25,
	(3)Stability Problem Resistive Instability in Plasmas	9,10, 18,
太陽プラズマ物理学 宇宙プラズマ物理学	(4)Solar Flares	4,15, 16, 27, 28,30,
	(5)Magnetic Reconnection	20, 23, 26, 27, 28,
	(6)Coronal Loop Transient Solar Prominence	17, 21,
	(7)High-energy Particle Acceleration by Shocks	24, 29,
	(8)Waves in Electron-positron Plasmas	13, 14,
	Review Papers	27, 28,

pHD コースで、特色ある講義を行って、特色ある研究者を養成出来るか、否かの重要な目安は、この学問分野別論文数の分布図が重要である。各研究テーマについて、独創的な研究を行い、その研究成果及び、その後の世界的発展、現状をふまえての講義こそ、特色が出るからである。更に、pHD 研究者養成を通して、世界的な研究の主流を形成する事が、将来の重要課題である。

## 5. 自己評価のための基礎データ

研究者の自己評価は、本来、研究者にとって自己研鑽、自己啓発のため行うのであるが、他方研究成果の公開は、研究体制の改革の基礎資料であり必須である。そのためには、研究者自ら、独自の客観的評価を公開し、評価を問うべきである。

### 5.1 基礎データの公開

前節までで検討してきた、客観的自己評価のためのデータとして、レフェリー制度のある学術誌に発表された論文一覧及びそれらの被引用回数が、基礎となっている。欧米では、各大学、研究機関での年間の研究業績リストの公表は、常識化されており、国内でも多くの大学、研究機関で実施されている。

表2に、Publication リストの公表の例を示す。ここでは、レフェリー制度のある学術誌に発表された論文のみ示されているが、この他に、国際学会、及び国内学会発表論文なども加えることも考えられよう。

表 2

坂井純一 ; 昭和20年(1945)3月18日生  
富山大学工学部助教授 応用数学講座  
理学博士(名古屋大学, 昭和49年1月)  
日本物理学会, 米国天文学会, 米国地球物理学会各会員  
現在の研究課題; 宇宙プラズマ物理学, 太陽プラズマ物理学, 非線形物理学,  
太陽フレアの発生機構, 宇宙プラズマでの高エネルギー粒子加速機構の  
理論的研究

最近5年間における発表論文(レフェリー制度のある学術誌)

- 1983; 1) J. Sakai; Modulational Instability of Fast Magnetosonic Waves in a Solar Plasma, Solar Physics, 84, p. 109-118 (1983)  
2) J. Sakai and K. I. Nishikawa; A model of 'Disparitions Brusques' (sudden disappearance of eruptive prominences) as an Instability driven by MHD Waves, Solar Physics, 88, p. 241-255 (1983)  
3) J. Sakai; Forced Reconnection by Fast Magnetosonic Waves in a Neutral Sheet with Stagnation-point Flows, J. Plasma Physics, 30, p. 109-124 (1983)  
4) J. Sakai and B. U. O. Sonnerup; Modulational Instability of Finite Amplitude Dispersive Alfvén Wave, J. Geophysical Research, 88, p. 9069-9079 (1983)  
1984; 1) J. Sakai, T. Tajima and F. Brunel; Forced Reconnection by Nonlinear Magnetohydrodynamic Waves, Solar Physics, 91, p. 103-113 (1984)  
1985; 1) Y. Ohsawa and J. Sakai; Ion Acceleration in Quasiperpendicular Collisionless Magnetosonic Shock Waves with Subcritical Mach Number, Geophysical Research Letter, 12, p. 617-619 (1985)  
1986; 1) T. Terasawa, M. Hoshino, J. Sakai, and T. Hada; Decay Instability of Finite Amplitude Circularly Polarized Alfvén Waves: a

- numerical simulation of stimulated Brillouin scattering,  
J. Geophysical Research, 91, p. 4171–4187 (1986)
- 2) J. Sakai; 太陽プラズマ物理の諸問題  
(Invited Review Paper)  
核融合研究, 55, No. 2, p. 111–134 (1986)
- 3) J. Sakai; 太陽フレアでの爆発的磁気再結合と粒子加速  
日本物理学会会誌, 41, 9, p. 734–737 (1986)
- 4) T. Tajima and J. Sakai; Explosive Coalescence of Magnetic Islands,  
IEEE Transactions on Plasma Science, ps-14, No. 6 p. 929–933  
(1986)
- 1987; 1) Y. Ohsawa and J. Sakai; Non-stochastic Prompt Proton Acceleration by  
Fast Magnetosonic Shocks in a Solar Plasma,  
The Astrophysical Journal, 313, p. 440–448 (1987)
- 2) T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel and M. R.  
Kundu; Current Loop Coalescence Model of Solar Flares,  
The Astrophysical Journal, 321, P.1031–1048 (1987)

## 5.2 自己評価のフォーマット

前節でのべた基礎データをもとにして、表3に示される様な自己評価のデータ編が作られるだろう。  
更に、第2, 3, 4節にのべた様なまとめの図表5が作られるだろう。

表 3

### 研究者の自己評価

- 1) 年齢: \_\_\_\_\_ 才      PhDの有無:      理学博士      工学博士
- 2) 第一論文発表後の研究年数: \_\_\_\_\_ 年
- 3) 発表論文の全論文数: \_\_\_\_\_ 編,      その内レフェリーのある雑誌の数: \_\_\_\_\_  
レフェリーのある外国雑誌に発表論文数: \_\_\_\_\_  
レフェリーのある国内雑誌に発表論文数: \_\_\_\_\_
- 4) レフェリーのある学術誌に引用された論文の延べ引用回数: \_\_\_\_\_ 回  
4) の内, 外国雑誌に引用された論文の延べ引用回数: \_\_\_\_\_ 回
- 5) 3) の内, 1 論文につき最大引用回数: \_\_\_\_\_ 回
- 6) 3) の内, 1 回以上引用された論文数: \_\_\_\_\_ 編
- 7) 3) の内, 引用回数 0 回の論文数 : \_\_\_\_\_ 編
- 8) 3) の内, 単独著者名の論文数 : \_\_\_\_\_ 編
- 9) 3) の内, 共著の論文数 : \_\_\_\_\_ 編  
3) の内, 第一著者名の論文数 : \_\_\_\_\_ 編  
外国人研究者と共著の論文数 : \_\_\_\_\_ 編: 指導型の論文か?
- 10) Review Paper の数 : \_\_\_\_\_ 編
- 11) レフェリーのある雑誌のInvited Paper 数: \_\_\_\_\_ 編
- 12) 国際会議発表論文数 : \_\_\_\_\_ 編
- 13) 国際会議でのInvited Talkの数 : \_\_\_\_\_ 回
- 14) 国際会議での座長の経験回数 : \_\_\_\_\_ 回
- 15) 国際会議などの組織委員の経験回数 : \_\_\_\_\_ 回

- 16) 学術雑誌の論文のレフェリーの経験回数： \_\_\_\_\_ 回 : その内外国誌： \_\_\_\_\_ 回  
 17) 学会誌等のEditor の経験の有無 : \_\_\_\_\_ 有, 無  
 18) 学術賞 : \_\_\_\_\_  
 19) 英語又は外国語での学術講演回数 : \_\_\_\_\_ 回  
 20) 外国研究機関から招待を受けた回数 : \_\_\_\_\_ 回  
 21) 外国研究機関でのセミナー, 講義の回数 : \_\_\_\_\_ 回

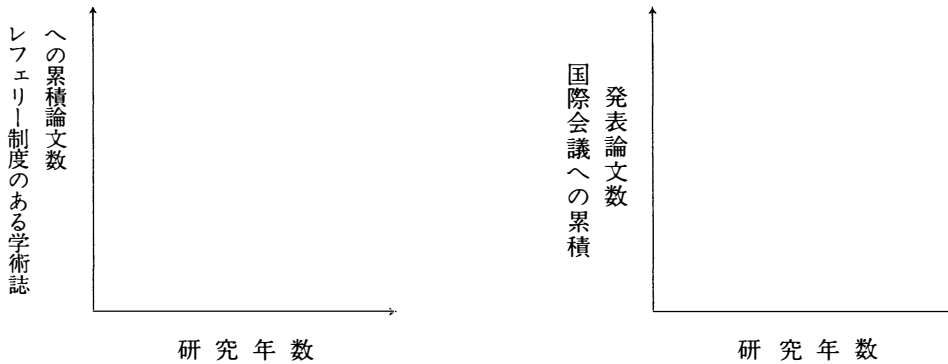
図表 5

研究者の自己評価の方法

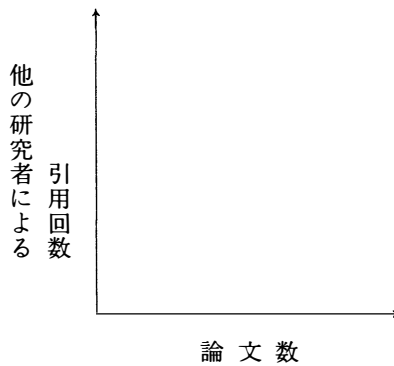
富山大学工学部 坂井純一

評価の項目;

- (1) 研究者の活動度, 及び国際的活動度;



- (2) 論文の質,  
 独創性,  
 学問分野への貢献度



- (3) 研究指導力,

学問 分野	論文数
各研究テーマ	
総合報告論文	

## 6. まとめ

研究者の自己評価の方法を (1) 研究者の活動度 (2) 研究論文の独創性 (3) 研究指導力について検討してきた。今後、研究環境の改革の資料として、研究者自身による客観的自己評価のデータが生かされ、大学における学問、研究の真の発展が、推進されるべきである。

いくつかの問題点を列挙する。

- (1) 国際交流基金などを利用し、外国から積極的に Post Doctor を採用出来る様にする。又、同時に Visiting Scientist を共同研究者として採用し、国際的共同研究を通して、学問、研究のレベルの高度化をめざす。
- (2) 研究論文の独創性の評価により、30才代に、その独創性を最大限にのばせる研究環境の検討を行う。そのためには少なくとも5年ごとに、教員の自己評価資料に基づいた資格審査を行い、出来るだけ独創的研究者の芽をつまね努力をすべきである。
- (3) 研究活動度のピークは、もちろん研究者によって千差万別であるが、研究者の年令とともに活動度が停滞すると考えられる。このような場合、研究活動度が、ある程度落ちてきたら、教育活動に比重が移れる様な研究・教育体制が望まれる。  
即ち、同じ学問分野に研究が主である研究教授と、教育が主である教育教授の共存により、研究から教育までの一貫性のある体制が理想と思われる。

## 謝辞

この研究の一部は、財団法人富山相銀奨学育英財団によって援助されたことを記し、感謝の意を表わす。

## 参考文献

- (1) 大学における教員評価について：昭和62年6月16日 国立大学協会第一常置委員会
- (2) 城阪俊吉，日本人科学者と創造性の周辺，1987年，日本の科学者と創造性（共立出版）
- (3) 慶伊富長編，大学評価の研究，1984年，（東京大学出版会）
- (4) 有馬朗人，金田康正，研究者の活動力を測る，1984年 p.360 科学（岩波書店）

レフェリー制度のある学術誌に発表された論文（年代順）  
及び他の研究者によって引用された論文  
（1987年10月現在）

坂 井 純 一

1970;

- 1, R. Sugihara, and J. Sakai: Correction Term of Landau Damping Due to Trapped Particles,  
Journal of The Physical Society of Japan, 29, 2, (1970) p. 447–449.

1972;

- 2, J. Sakai: Nonlinear Magnetosonic Waves in a Plasma with a Finite Conductivity,  
Cosmic Electrodynamics, 3, (1972) p. 260–270,

1) J. A. Adam; Astrophysics and Space Science, 36, (1975) p. 479.

2) G. L. Kalra, and V. B. Bhatia; J. Plasma Physics, 20, (1978) p. 127

3) A. T. Granik; J. Fluid Mechanics, 109, (1981) P. 301.

- \* 4) A. Barnes; Solar System Plasma Physics vol.1 eds. by Kennel Lanzerotti,  
and Parker (1979)  
North-Holland Pub. Co.

- 3, J. Sakai, and T. Kamimura: De-trapping of Trapped Particles by a Second Wave,  
Physics Letters, 41A, 1, (1972) p. 75–76.

1973;

- 4, J. Sakai: Nonlinear Magnetosonic Waves Propagating Perpendicular to a Magnetic  
Neutral Sheet, (phD paper)  
Astrophysics and Space Science, 23 (1973) p. 285–300

1) S. V. Bulanov and S. I. Syrovatskii; Soviet J. Plasma Physics, 6 (6), (1980)  
p. 661.

1974;

- 5, J. Sakai, J. Satsuma, and N. Yajima: Finite Amplitude Ion Acoustic Waves in a  
Plasmon Gas,  
J. of The Physical Society of Japan, 36, (1974) p. 1148–1157.

1) S. Hinata; Ap. J. 232 (1979) p. 915.

2) J. Vlacic and K. Appert; Physics of Fluids, 23 (1980) p. 1801

1976;

- 6, J. Sakai, and T. Kawata: Nonlinear Wave Modulation in the Transmission Line,  
J. of The Physical Society of Japan, 41, (1976) p. 1819–1820.



1977;

- 7, J. Sakai, and T. Kawata: Parametric Instabilities in the Nonlinear Transmission Line,

J. of The Physical Society of Japan, 42, (1977) p.2050–2055.

1) K. E. Lonngren; in Soliton in Action, p.127–152 (1978) Academic Press.

2) T. Yoshinaga, N. Sugimoto, and T. Kakutani; J. Phys. Soc. Jpn.

6, (1981) p.2122.

- 8, T. Kawata, J. Sakai, and H. Inoue: Nonlinear Dispersive Waves and Parametric Interaction in the Transmission Line,

The Transactions of The IECE of Japan,

E60, 7, (1977) p.339–346.

1) T. Yoshinaga, N. Sugimoto, and T. Kakutani; J. Phys. Soc. Jpn.

6, (1981) p.2122.

1978;

- 9, S. V. Bulanov, J. Sakai, and S. I. Syrovatskii: Stabilizing Influence of Plasma Flow on Dissipative Tearing Instability,

Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP) Letters, 28, 4, (1978) p.177–179.

\* 1) E. Priest; Rep. Prog. Phys. 48, (1985) p.955.

\* 2) S. I. Syrovatskii et. al.; in The Physics of Solar Flares, I. Basic Physical Process,  
Astrophysics and Space Physics Reviews, vol. 2 (1983) p.385

\* 3) B. K. Shivamoggi; Physics Report, 127, 2, (1985) p.84.

4) D. Biskamp; in Magnetic Reconnection and Turbulence, (1985) p.19–63.

\* 5) T. G. Forbes, and E. R. Priest; Reviews of Geophysics, 25, (1987) p.1583–1607.

1979;

- 10, S. V. Bulanov, J. Sakai, and S. I. Syrovatskii: Tearing-mode Instability in Approximately Steady MHD Configurations,

Soviet Journal of Plasma Physics, 5, (1979) p.157–163.

\* 1) S. I. Syrovatskii; Ann. Rev. Astron. Astrophys. 19, (1981) p.163.

2) L. M. Zeleny and A. L. Taktakishvili; Sov. J. Plasma Phys 7, (1981) p.585.

3) R. Paris; Physics of Fluids, 26, (1983) p.2966.

4) V. V. Gatilov, and A. M. Sagalakov; Sov. Plasma Phys. 10, (1984) p.619.

\* 5) S. I. Syrovatskii et. al.; in The Physics of Solar Flares  
I. Basic Physical Process,

Astrophysics and Space Physics Reviews, vol. 2 (1983) p.385

\* 6) E. Priest; Rep. Phys. 48, (1985) p.955.

- \* 7) B. K. Shivamoggi; Phys. Report, 127, (1985) p.99.
- 8) E. Priest; AGU Monograph(30) Magnetic Reconnection, (1984) p.63-78.
- 9) G. Einaudi, and F. Rubini; Physics of Fluids, 29, (1986) p.2563.

1980;

- 11, T. Kawata, J. Sakai, and N. Kobayashi: Inverse Method for the Mixed Nonlinear Schrodinger Equation and Soliton Solutions,  
J. Physical Society of Japan, 48, (1980) p.1371-1379.
- 1) E. Mjølhus, and J. Wyller; Physica Scripta, 33, (1986) p.442
- 12, T. Kawata, and J. Sakai: Linear Problems associated with the Derivative Nonlinear Schrodinger Equation,  
J. Phys. Soc. Japan, 49, (1980) p.2407-2414.
- 13, J. Sakai, and T. Kawata: Waves in an Ultra-Relativistic Electron-positron Plasma,  
J. Phys. Soc. Japan, 49, (1980) p.747-752.

- \* 1) D. ter Haar, and V. N. Tsytovich; Physics Report, 73, (1981) p.175.
- 2) A. B. Mikhailovskii et. al.; Plasma Physics and Controlled Fusion, 27, (1985) p.527.
- 3) A. B. Mikhailovskii et. al.; Plasma Physics and Controlled Fusion, 27, (1985) p.538.

- 14, J. Sakai, and T. Kawata: Nonlinear Alfvén Waves in an Ultra-Relativistic Electron-positron Plasma,  
J. Phys. Soc. Japan, 49, (1980) p.753-758.

- \* 1) D. ter Haar, and V. N. Tsytovich; Physics Report, 73 (1981) p.175.
- 2) Kuzmenkov, and Polakov; Soviet Astrophysics, 19, (1984) p.463.
- 3) A. B. Mikhailovskii et. al.; Physics Letters, 97A, (1983) p.103.
- 4) Pataraya et. al.; Proc. of Plasma Astrophys. ESA SP.207, p.105.
- 5) L. Stenflo et. al.; Astrophys. and Space Sci., 117, (1985) p.303.
- 6) A. B. Mikhailovskii et. al.; Sov. J. Plasma Phys. 11, (1985) p.215.
- 7) A. B. Mikhailovskii et. al.; Plasma Physics and Controlled Fusion, 27, (1985) p.527.
- 8) A. B. Mikhailovskii et. al.; Plasma Physics and Controlled Fusion, 27, (1985) p.538.
- \* 9) P. K. Shukla et. al.; Physics Report, 138, (1986) p.1-149.

1982;

- 15, T. Tajima, F. Brunel, and J. Sakai: Loop Coalescence in Flares and Coronal X-ray Brightening,  
The Astrophysical Journal, 258, (1982) L45-L48.

- \* 1) T. G. Forbes, and E. R. Priest; Solar Physics, 84, (1983) p. 169.
  - \* 2) E. R. Priest; Rep. Prog. Physics, 48, (1985) p. 955–1090.
  - 3) P. R. Wilson; Solar Physics, 106, (1986) p. 1–28.
  - 4) A. T. Altyntsev et. al.; Solar Physics, 106, (1986) p. 131.
  - 5) E. N. Parker; Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 24, (1983) p. 79.
  - 6) E. N. Parker; Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 22, (1982) p. 195.
  - 7) Shibata and Uchida; Solar Physics, 103, (1986) p. 299.
  - 8) Shibata and Uchida; Pub. Astron. Soc. Jpn, 34, (1985) p. 31.
  - 9) J. Ambrosiano et. al.; J. G. R., 91, (1986) p. 13.
  - 10) M. Scholar et. al.; J. G. R., 90, (1985) p. 2735.
  - 11) L. C. Lee and Z. F. Fu; J. G. R., 91, (1986) p. 6807.
  - 12) T. J. Bogdan; Ap. J., 299, (1985) p. 510.
  - 13) T. J. Bogdan; Phys. Fluids, 27, (1984) p. 994.
  - 14) Mattheus and Lamkin; Phys. Fluids, 29, (1986) p. 2513.
  - 15) E. R. Priest; AGU Monograph(30) Magnetic Recconnection, p. 63.
  - \* 16) Rosner et. al.; in Physics of The Sun, Chap. 11
  - 17) Taktakishvili and Zeleny; Proc. Plasma Astrophys. (1986)  
ESA SP–251, p. 109.
  - \* 18) K. Tanaka; Pub. Astro. Soc. Jpn, 39, (1987) p. 1–45.
  - 19) T. Korsugi and A. Kiplinger; in Rapid Fluctuations in Solar Flares,  
NASA 2449, p. 185–191.
  - \* 20) T. G. Forbes, and E. Priest; Reviews of Geophysics, 25,(1987)p.1583–1607.
- 16, J. Sakai, and H. Washimi: A Triggering of a Solar Flares by Magnetosonic Waves  
in a Neutral Sheet Plasma,  
The Astrophysical Journal, 258, (1982) p. 823–834.
- 1) R. O. Oendy, and ter Haar; Monthly Notice, 209, (1984) p. 335.
  - \* 2) E. R. Priest; Rep. Prog. Phys., 48, (1985) p. 955.
  - 3) E. R. Priest; Plasma Physics, 25, (1983) p. 161.
  - 4) R. O. Oendy et. al.; Ap. J., 306, (1986) p. 323.
  - 5) E. R. Priest; Solar Physics, 104, (1986) p. 1–18.
  - 6) P. Cargill et. al.; Proc. Plasma Astrophysics, (1984)  
ESA SP–207, p. 57–63.
  - \* 7) A. A. Galeev et. al.; Space Science Review, 44, (1986) p. 1.
  - 8) M. Ugai; Phys. Fluids, 29, (1986) p. 3659.
- 17, J. Sakai: Ballooning Instability driven by Fast Magnetosonic Waves and its Appli-  
cation to Coronal Loop Transients associated with a Flare,  
The Astrophysical Journal, 263, (1982) p. 970–981.
- 18, K. I. Nishikawa, and J. Sakai: Stabilizing Effect of a Normal Magnetic Field on  
the Collisional Tearing Mode, Physics, of Fluids, 25, (1982) p. 1384–1387.

- \* 1) E. R. Priest; Rep. Prog. Phys., 48, (1985) p.955-1090.
- \* 2) B. K. Shivamoggi; Phys. Rep., 127, (1985) p.99-184.
- 3) R. B. Paris; Phys. Fluids, 30, (1987) p.102.

1983;

- 19, J. Sakai: Modulational Instability of Fast Magnetosonic Waves in a Solar Plasma,  
Solar Physics, 84, (1983) p.109-118.

- \* 1) L. M. B. C. Campos; Reviews of Modern Physics, 59, (1987) p.363.

- 20, J. Sakai: Forced Reconnection by Fast Magnetosonic Waves in a Neutral Sheet  
with Stagnation-point Flows, J. Plasma Physics, 30, (1983) p.109-124.

- \* 1) E. R. Priest; Rep. Prog. Phys., 48, (1985) p.955-1090.
- 2) L. C. Lee, and Z. F. Fu; J. G. R. 91, (1986) p.6807-6815.
- 3) W. H. Matthaeus, and S. L. Lamkin; Phys. Fluids, 29, (1986) p.2513.
- \* 4) T. G. Forbes, and E. R. Priest; Reviews of Geophysics, 25, (1987) p.1583-1607.

- 21, J. Sakai, and K. I. Nishikawa: A Model of 'Disparitions Brusques'  
(sudden disappearance of eruptive prominences) as an Instability driven by  
MHD Waves, Solar Physics, 88, (1983) p.241-255.

- 1) S. Migliuolo; J. G. R., 87, (1982) p.8057-8063.
- 2) S. Migliuolo and P. J. Cargill; Ap. J. (1983)
- 3) T. Forbes; Ap. J., 305, (1986) p.553.
- 4) P. Cargill et. al.; Proc. of Plasma Astrophys. ESA SP-207,  
(1984) p.57-63.
- 5) J. Galindo Trejo; Solar Phys., 108, (1987) p.265-313.

- 22, J. Sakai, and B. U. O. Sonnerup: Modulational Instability of Finite Amplitude  
Dispersive Alfvén Wave,  
J. Geophys. Research, 88, (1983) p.9069-9079.

- 1) H. K. Wong, and M. L. Goldstein; J. G. R., 91, (1986) p.5617.
- 2) M. Longtin, and B. Sonnerup; J. G. R., 91 (1986) p.6816.
- 3) Vinas et. al.; J. G. R., 89, (1984) p.3762.
- 4) Spangler et. al.; Phys. Fluids, 28, (1985) p.104.
- 5) Terasawa et. al.; J. G. R., 91, (1986) p.4171.
- 6) E. Mjllhus, and J. Wyller; Physica Scripta, 33, (1986) p.442.
- 7) S. Machida et. al.; J. G. R., 92, (1987) p.7413.
- 8) S. Spangler et. al.; Ap. J., 299, (1985) p.122.
- 9) S. Spangler; Proc. of Plasma Astrophys. ESA SP-207, (1984) p.197-200.

- 10) S. Ghosh et al. ; Phys. Fluids, 30, (1987) p.1371.
- 11) L. Nocera et al. ; Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics  
35, (1986) p.111–129.
- 12) E. Marsch et al. ; J. G. R., 92, (1987) p.7363–7367.

1984;

- 23, J. Sakai, T. Tajima, and F. Brunel: Forced Reconnection by Nonlinear Magnetohydrodynamic Waves, Solar Physics, 91, (1984) p.103–113.

- \* 1) E. R. Priest; Rep. Prog. Phys., 48, (1985) p.955–1090.
- 2) S. I. Vainshtein, and E. Parker; Ap. J. 304, (1986) p.821.
- 3) E. Priest; Solar Physics, 104, (1986) p.1–18.
- \* 4) A. Galeev et al.; Space Science Review, 44, (1986) p.1–41.
- \* 5) L. M. B. C. Campos; Rev. Modern Phys., 59, (1987) p.363–463.

1985;

- 24, Y. Ohsawa, and J. Sakai: Ion Acceleration in Quasiperpendicular Collisionless Magnetosonic Shock Waves with Subcritical Mach Number,  
Geophysical Research Letter, 12, (1985) p.617–619.

- 1) Winske et al.; Geophys. Res. Lett., 13, (1986) p.561.
- 2) L. C. Lee et al.; Geophys. Res. Lett., 13, (1986) p.563.
- 3) Y. Ohsawa; Phys. Fluids, 29, (1986) p.2474.
- 4) S. v. Bulanov et al.; Soviet JETP Letts., 44, (1986) p.543.
- 5) Y. Ohsawa; Geophys. Res. Lett., 14, (1987) p.95.
- 6) D. Winske et al., J. G. R., 92, (1987) p.4411.

1986;

- 25, T. Terasawa, M. Hoshino, J. Sakai, and T. Hada: Decay Instability of Finite Amplitude Circularly Polarized Alfvén Waves; a Numerical Simulation of Stimulated Brillouin Scattering.  
J. Geophysical Journal, 91, (1986) p.4171–4181.

- 1) E. N. Parker; in Coronal and Prominence Plasmats, NASA CP–2442  
(1986) p.9–17.
- 2) S. Spangler; Phys. Fluids, 30, (1987) p.1104.
- 3) S. Machida et al.; J. G. R., 92, (1987) p.7413.
- 4) E. Marsch et al.; J. G. R., 92, (1987) p.7363.

- 26, T. Tajima, and J. Sakai: Explosive Coalescence of Magnetic Islands,  
IEEE Transactions on Plasma Science, PS–14, (1986) p.929–933.

- 27, J. Sakai: 太陽プラズマ物理の諸問題, (Invited Review Paper)  
核融合研究, 55, (1986) p.111-134.
- 28, J. Sakai; 太陽フレアでの爆発的磁気再結合と粒子加速,  
日本物理学会誌, BUTURI, 41, (1986) p.734-737.

1987;

- 29, Y. Ohsawa, and J. Sakai: Non-stochastic Prompt Proton  
Acceleration by Fast Magnetosonic Shocks in a Solar Plasma,  
The Astrophysical Journal, 313, (1987) p.440-448.

1) G.M.Simnett et al.; in The Physics of Solar Flares, (1986) p.105-108.

- 30, T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel and  
M. Kundu: Current Loop Coalescence Model of Solar Flares,  
The Astrophysical Journal, 321, p.1031-1048

(注) 引用文献の前についている\*印は, 論文がReviewPaper であることを示す。

Title & abstract:

「How to evaluate the ability of a scientist by himself」

by Jun-ichi Sakai

abstract

We present a method of the self-evaluation of the ability of a scientist:

- (1) How to evaluate the activity and international activity of a scientist.
- (2) How to evaluate the quality of scientific papers, their originality and the contribution of a scientist to the academic field.
- (3) How to evaluate the leadership by a scientist.

We show an example of data, in order to make a format of the self-evaluation and also discuss the most desirable situation for scientific research.

(1987年10月30日受理)

# 昭和61年度富山大学大学院工学研究科学位論文一覧表

## 〔電気工学専攻〕

### 心電波形認識の試み

倉 田 康 浩

心電図は心臓機能診断に広く利用されている。これは、心臓の活動電位の時間的変化を体表面のいくつかの点で計測したもので、医者はそれらの波形形状に基づいて心臓機能、疾病の判断を下す。正しい診断が行われるためには訓練と多くの事例の経験が要求される。自動認識、自動診断のための試みは多くなされておりマイクロプロセッサを組み込みある程度の自動認識を提供する卓上型のインテリジェント心電計や大型コンピュータと結んだ心電図自動診断装置が開発され、実用に供されている。本研究はマイコン上にPROLOGを用いたAI型の自動診断装置を構築することを目指したものであるが、本論文はその入力部に相当するもので、心電波形から1フレームを切り出し、診断に必要な波形の特徴分析を試みたものである。

### 室内音響系のモデル・モデル

坂 田 勉

F F Tなどデジタル計測技術の発達に伴い、機械振動の分野で実験モデル解析の技法が注目をあつめ、種々の分野に応用されている。しかしながら、これらは通常弾性体の振動解析に応用したものである。本研究は、このようなモデル解析の技法を例えば自動車のコンパートメントなど小音響空間の音響特性の解析に適用したもので、伝達系が弾性体ではなく流体(空気)閉空間であるから、駆動入力にはシェイカーの代りにスピーカが、応答出力のためには加速度計の代りにマイクロホンが使われる。実験の結果、固有モードが比較的少ない低周波領域について有効であることが判った。

本研究の一部は“Modal Analysis of Acoustic Chambers”のタイトルでProceedings of IMAC S/IFAC International Symposium on Modeling and Simulation of Distributed Parameter Systems (Hiroshima, 1987), P. 733-739で発表された。

### 声道伝達系の境界要素シミュレーション

高 木 良 輔

声道は一端が外部に開いた音響管で1つの音響フィルタを構成している。母音の発生には母音特有のスペクトル分布を必要とする。そのための所要の伝達は、伝達系の断面形状、放射端形状を変えることによって達成される。境界要素法は開領域問題にも容易に対応できる。本研究は、複雑な形状をした音響伝達系を境界要素法によりモデル化し、伝達系のシミュレーションを試みたものである。ただ、先に行われた有限要素モデルによる結果との比較では完全な一致がまだ得られていない。

本研究の一部は、“境界要素法による声道シミュレーションとそのモデル・モデル”というタイトルで、日本シミュレーション学会第8回電気・電子工学への有限要素法の応用シンポジウム(東京, 1987), P. 87-92で発表された。

## 細胞（原生動物）の電界効果と電界融合の試み

谷 地 章 史

繊毛除去したゾウリムシが印加周波数 8 MHz 以下で正の配向，それ以上(20MHz まで)で負の配向を行うことを示し，理論的に解析している。また，この細胞密度が大きくなると，上の転換周波数 8 MHz を境に，正のパールチェーンと負のパールチェーンができることを示している。更に，改良電界融合法によって，ゾウリムシを細胞融合させることに初めて成功している。

## コオロギの発音に関与する筋肉とそれを制御する 神経システムの研究

塚 田 章

コオロギの雄は 3 種類の発音をする。この発音に関与する神経系を決定するためには，まず，発音と筋電図との関係を明らかにすべきである。コオロギの中胸部に極細の金属の 2 連電極を刺入して，自由歩行時における発音と筋電図の両者の関係を明確にした。その結果，誘引歌と求愛歌の両者に関与する筋肉もさることながら，求愛歌のみに関与する筋肉の存在することが明らかになってきた。誘引歌と求愛歌の両者の差異は行動面，すなわち，翅の上げ角度にも，左右両翅の摩擦角度にも差異のあることからうらづけられる。このことから，これらの司令をつかさどる神経系にも差異のあることが予測される。また，発音に関与する神経系としては，発音筋へ達している神経束を解剖学的に調べること，中枢の電気刺激と発音筋の電気活動の有無との関係を調べることにより，N 3 a，N 3 b および N 5 が発音に関与していることを明確にした。

## 電気インピーダンス法非破壊検査の 境界要素シミュレーション

中 齋 孝 文

非破壊検査は圧力容器等の安全保守の立場からも欠かせない技術であり，超音波式，電磁式（渦電流）など多くの手法が利用されている。電気インピーダンス法は導体に設けられた 2 点あるいは 4 点間のインピーダンスを計測することによって電流路に存在する腐食やクラックを検出するもので，資源探査にも利用される。本研究は部材表面に設けられた多数の端子間で計測された電気インピーダンスデータから部材裏面の腐食やクラック形状を推定する問題で，これを 1 つの逆問題としてとらえて境界要素法を用いてシミュレーションしたものである。2 次元モデルを対象としたシミュレーションにおいて，いわゆる lead theorem に基づいた手法を採用した場合，腐食の形状が精度よく推定できる。

しかし，クラックのように幅の狭いスリット状の割れはより幅の広い割れとして推定される。

本研究の一部は，“Boundary Element Simulation of Electrical Impedance Nondestructive Inspection”というタイトルで，Boundary Elements V[1], P. 249–258(Springer-Verlag) Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference(Tokyo, 1986) で発表された。



## コロトコフ音の発生機構の基礎的研究とその臨床応用

藤 田 明 弘

血管は経年とともに、梗化し、内部への諸物質の沈着度の高まることが、各種臨床報告から明らかにされてきている。これらの疾病を体外から計測する一方法として、血管を圧迫したときの乱流等に基づく音の利用を考察した。これを裏付けるために、人工血管の圧迫時における流体が発する音を、腕の中の動脈の存在を模擬したモデルを使用して、採集し、周波数分布をしたところ、定性的には人体で得られている結果と類似の特性が得られている。また、これを臨床的に確認するために、10代、20代、40代、60代等の各層に所属する20例ずつコロトコフ音を周波数分析したところ、特徴あるパターンを示した。これらパターン分類をすることにより、各人のコロトコフ音の周波数分析を利用して、血管の老化度を知ることができる。

## 〔工業化学専攻〕

### 架橋アヌレン類の合成と性質

澁 谷 光 夫

1, 6-ジホルミルシクロヘプター1, 3, 5-トリエンの高次ビニローグの合成を行い、これを $\text{TiCl}_3$ を用いて還元的カップリング反応を行うと、2分子縮合による二量体および分子内カップリングした架橋アヌレン類が生成した。

二量体では、2重架橋の $20\pi$ ,  $24\pi$ 電子系化合物を単量体では $12\pi$ ,  $18\pi$ ,  $20\pi$ ,  $22\pi$ ,  $24\pi$ 電子系化合物を合成し「 $4n+2$ 」 $\pi$ 系化合物では常磁性環電流を、また「 $4n$ 」 $\pi$ 系化合物では反磁性環電流の存在することを見い出した。

### Mechanistic Studies on the Chemistry of Organosulfur Compounds. Alkaline Hydrolysis of N-Halosulfilimines, Sterically Hindered Sulfenic Acids.

藤 井 宏

有機イオン化合物は医薬や農薬として、また合成の中間体としてよく用いられている。それにもかかわらずその反応の機構は炭素中心の機構に比べてあまりよく研究されていない。本研究ではそのうち反応性中間体として標題の2つを選んだ。

N-ハロスルフィリイミンのアルカリ加水分解によるスルホキシイミンの生成機構に関しては速度論的な取扱いによって、すなわちアルカリ濃度依存性、置換基効果、活性化パラメーター、溶媒効果、及び同位体効果の検討の結果、反応は単なる $\text{S}_{\text{N}}2$ ではなく、 $\text{S}_{\text{N}}2$ 型加溶媒分解であることがわかった。後者に関しては $\alpha$ -メトキシエチルアルキルスルホキシドを合成したとこれ、室温で速やかに転移とそれに続いて加水分解が起こり、新しい型のバルキーな構造を持つ比較的安定なスルフェン酸の生成が確認された。

## 溶材処理石炭液化油重質留分の化学構造に関する研究 —中性と酸性成分の分析—

村 岸 武 夫

石炭液化油の製造が先行して、その中に含まれる発癌生物質とその環境への影響に関する研究は少ない。本研究では、住友金属工業(株)製の溶剤処理法による石炭液化油重質留分(bp. 340–400℃)中の中性と酸性成分の化学構造をキャピラリーGC-MS, HPLC-蛍光分析及びキャピラリーGC保持指標により調べた。その結果、中性成分の95.5%, 酸性成分の75.4%の化学構造, 更に発癌生物質の含有量を明らかにすることができた。

## 縮環キノメチッド化合物の合成と性質

室 谷 昌 宏

シクロヘプタ[ $\alpha$ ]フェナレン-6, 12-ジオンを出発原料として、マロンニトリルとの反応により13, 13-ジシアノ-6-メチレンシクロヘプタ[ $\alpha$ ]フェナレン-12-オンを、また、ジフェニルケテンとの反応により、13, 13-ジフェニル-6-メチレンシクロヘプタ[ $\alpha$ ]フェナレン-12-オンの合成を行った。ジシアノ体は原料のジオン体と同じような $^1\text{H-NMR}$ スペクトルを与えたが、ジフェニル体では $^1\text{H-NMR}$ スペクトルで七員環部がかなり高磁場に観測されることより、極性構造の寄与の大きいことを示している。

## 抽出剤および充填剤にナフタリンを用いる 微量金属(Ni, Pd, Cu)分析

山 田 茂 昭

抽出剤および充填剤にナフタレンを用いる微量金属(Ni, Pd, Cu)分析に関する研究を行ない、次の結果を得た。(1) PQDOを用いた抽出法によるNi, Pd 定量分析およびTPTZ, TPBを用いたカラム法によるCu 定量分析の基礎的諸条件を確立した。(2) いずれの場合も1%吸光度感度は0.1 ( $\mu\text{g}/\text{ml}$ ) 以下であった。(3) 標準偏差法による分析精度は2.5%以内である。(4) 原子吸光の利用により妨害金属の影響は除去が可能である。

## 新石炭アルキル化反応生成物の構造解析 —ベンゼン可溶分のGPC分析—

山 村 豊

石炭をZn/n-C<sub>4</sub>H<sub>9</sub>I系で処理するとベンゼンによく可溶化ようになる。石炭にこの処理を何度も繰り返して行なうといかほどまで可溶化するのか、またこのベンゼン可溶化物がどのような成分から成るのかをGPC分別を行って調べた。1回の処理ではベンゼンに13~48%しか可溶化しない石炭も処理を繰り返すことにより50~76%可溶化した。1回処理石炭のベンゼン可溶化物を繰り返し処理するとn-ヘキサンに最高96%も可溶化した。また可溶化成分は石炭構造をあまり破壊せずに高度にアルキル化された成分から成ることがわかった。

## N-未置換のスルフィルイミンの物性と化学反応性

横 田 尚 子

スルフィルイミンは硫黄と窒素の半極性結合を持つ化合物であるが、その中で基本構造を持つN-未置換のスルフィルイミンは不安定なためにあまりよく研究されていない。本研究ではS, S-ジアアルキル, S, S-アルキルアリール, S, S-ジアリール体全てに亘ってN-未置換のスルフィルイミンを合成し, S-N結合の強さと化学反応性という観点から, IRスペクトル, NMRスペクトル及びマスマスペクトルの測定によりS-N結合の性質を検討し, また塩基性を測定することにより, スルフィルイミンの強い塩基性を利用した反応の予測が可能となった。さらに熱分解速度を測定した結果, N-未置換のスルフィルイミンの不安定性の原因はそのS-N結合の弱さよりもむしろ自触媒作用によるものであることが分かった。

## 〔金属工学専攻〕

### Ni-Al合金の電気抵抗による低温時効の検討

岡 本 康 夫

Ni-Al合金時効により $r'$ が析出するがその析出挙動についてはいまだ不明な点が多い。本研究ではNi-6.3および7.5%Al合金について低温における初期時効過程の電気抵抗変化を細かく測定し, その結果, 溶体化処理直後からの電気抵抗の上昇を認め, TEM観測により, マトリックスより格子間隔の大きい直径50~100nmのドメインの存在が明らかになった。このドメインが次第に $r'$ に変化すると考えられる。

## **Cu基多結晶合金の加工硬化**

七 野 勇 人

Cu基合金において、従来よりの応力-ひずみ曲線の近似について引張試験の基本的検討より始め、Ludwik 式近似により再検討した。その結果、試片形状は従来の常識どおり、影響が大であることが分かった。この点を踏まえて得られた実測の応力-ひずみ曲線は単なるシミュレーションにより近似できた。しかし、近似曲線に物理的意味が無いという結果が得られ、加工硬化は転位の下部組織と関係する平均自由行程で整理すべきであると指摘された。

## **鉄及び鉄-ニッケル合金の歪時効に及ぼす 侵入型溶質原子の拡散と析出**

白 石 裕

歪時効実験によりえられた固溶炭素、窒素の拡散活性化エネルギーと内部摩擦から求めた活性化エネルギーはよく一致し、時効現象が転位と固溶炭素、窒素の相互作用によるものであることが明らかとなった。又Niの添加は時効を促進させる事が確認された。

## **極低炭素鋼の冷延再結晶微視組織に 及ぼす微量窒素・ニオブウムの影響**

竹 田 美緒子

極低炭素冷延鋼板の回復再結晶過程、再結晶完了後の微視組織に及ぼす微量窒素、ニオブウム添加の影響を透過電子顕微鏡により直接観察を行い ①電顕薄膜作成の困難であった極低炭素鋼薄膜の作成に成功した。 ②微量ニオブウムの固溶、析出と再結晶過程の関連性を明確にした。

## **鉄合金の孔食に関する基礎的研究**

田 中 清 知

本論文は金属材料の局部腐食現象解明に関する研究の一環として、NaCl を含む $\text{H}_2\text{SO}_4$  水溶液中における18-8ステンレス鋼の孔食現象に及ぼす環境側因子の影響を検討したものである。すなわち、ステンレス鋼の陽分極挙動、定電位条件下における電流密度-時間曲線の経時変化並びに定電位腐食試験等の電気化学的測定結果ならびに腐食形態に関する光学的観察結果をもとに孔食の発生及び成長過程に及ぼす各因子の影響を明確にした。

## Al-Mg合金鑄魂における羽毛状晶の形成機構

中 根 秀 行

Al及びAl合金に特有な鑄魂マクロ組織である羽毛状晶について、その形成機構を考察した。実験は、まず種結晶を用いた一方向凝固法で洋々な向きに羽毛状晶を育成し、次にミクロ組織観察で双晶境界の形成する過程を追跡観察した。その結果、二方向から成長するデンドライト枝の合体で双晶境界が形成されるものと考えた。次にショックデカント法で得た試料について凝固界面のSEM観察をおこない実際に理論どおり双晶境界が形成されているのを確認した。

## 酸性抽出剤による鉄の抽出速度に関する研究

畑 中 秀 夫

湿式精練における溶媒抽出法の適用は、資源再利用および操業の省エネルギー化の観点から、非常に重要視されてきている。

本論文は主要な酸性抽出剤であるD2EHPAおよびVersatic Acid 10を用いて、過塩素酸溶液からの $\text{Fe}^{3+}$ の抽出に関して研究を行ったものである。すなわちD2EHPAによる $\text{Fe}^{3+}$ の抽出平衡式を明らかにするとともに、D2EHPAおよびVersatic Acid 10による $\text{Fe}^{3+}$ の抽出速度に及ぼす種々の因子の影響について考察した。

## PREPARATION AND SINTERING OF FINE POWDERS OF ALKOXIDE-DERIVED ZINC OXIDE

Mikio HAYASHI

Zinc alkoxide was synthesized from diethylzinc and ethanol, and hydrolyzed to give zinc hydroxide. Thermal decomposition of zinc hydroxide provided ZnO powders. The characterization and sintering of the resulting powders were carried out by X-ray diffraction, scanning electron microscopy, thermogravimetry, differential thermal analysis, and the specific surface area measurement. The higher firing temperature gave the coarse particle size (40 nm at 648 K, 80 nm at 898 K and 150 nm at 1148 K). ZnO was sintered at 1373 K for 14.4 ks in dry air. In the densification process, it was confirmed that both the grain growth and the pore growth proceed with time.

(It was enunciated by T. SHIMAZAKI at '87 International Symposium on Science and Technology of Sintering. Tokyo, Nov. 4-6, 1987)

## 急速加熱された窒素を含む極低炭素冷延鋼板の 再結晶集合組織

正 橋 幸 一

冷延時に窒素を固溶させると $\{111\}$ 軸密度は焼鈍再結晶過程で抑制され昇温速度が早い程顕著である。又昇温速度が遅い程冷延某合組織が残り易く、 $\{111\}<112>$ に強く集積した特色ある3極構造を作る事が明らかとなった。

## 〔機械工学専攻〕

## 静圧気体スラスト軸受の諸特性に及ぼす気体の 慣性力の影響に関する研究

相 川 浩 樹

単一給気孔を有する円板形静圧気体スラスト軸受を対象に、流れのレイノルズ数が非常に大きい場合においても軸受の動特性の計算が可能な解析モデルを提案し、計算結果は、静特性、動特性とも実験結果によく合うことを確かめた。ついで、スロット絞りを有する静圧気体スラストカラー軸受の動特性に及ぼす気体の慣性力の影響を理論的、実験的に調べた。

## アルミニウム合金の極低サイクル腐食疲労下における き裂進展挙動に関する研究

麻 本 充

低速域における腐食疲労き裂伝ば挙動に及ぶ応力繰返し速度及び応力波形の影響について、アルミニウム合金A7003-T6を用いて3%塩水中の実験を通じて検討した。腐食疲労き裂伝ばは腐食溶解による加速と、二次き裂の発生、鈍化などの亀裂先端部形状変化による減速の二面性をもち、これら主要支配因子の異なる二つの繰返し速度領域の存在することが明らかとなった。破面下に形成された二次き裂の深さ及びその密度を実測して、分枝・鈍化したき裂の応力拡大係数を推定する方法について検討した。

## **並列 2 円柱まわりの流れと平板の干渉に関する研究**

北 山 武 司

主流に垂直でかつ平板とすきまを有して設置された並列 2 円柱の間隔及びすきまの変化に対する円柱表面圧力の測定，円柱後流速の測定を行い，さらに流れの可視化実験から，2 円柱まわりの流れ及び平板との干渉を明らかにした。その結果，円柱自由端前方で斜め下降流が生じ，すきまの増加により，それが円柱背後への吹き上げ流れとなる。また，間隔が狭い場合には，一方の円柱に偏る流れが発生し，それに対応して揚力，抗力が変化する。ここで揚力がすきまの増加とともに減少するため，偏り流れはすきまの増加により抑制されることがわかった。

## **非定常熱線法による高温域での断熱材の熱伝導率に関する研究**

倉 部 美 希

本研究では，高温域における物質の熱伝導率を非定常熱線法によって測定するための装置を作製し，測定の際に生じる問題点を様々な角度から分析することによりその制度を明確にする。測定はマイクロコンピュータによって自動化，高速化を行ない，熱伝導率測定の高制度化をはかった。

さらに，現在広く使用されている数種の断熱材の常温から高温域までの熱伝導率をこの装置によって測定し，その結果を考察した。

## **低サイクル疲労下における複数疲労き裂進展の相互作用に関する研究**

姫 野 徹 治

繰返し応力下の機械・構造物中に存在する複数き裂の弾塑性条件下におけるき裂進展の相互作用を明らかにする為に，同種材または異種材の二枚のコンパクトテンション試験片を組み合わせたモデル実験を行い，各試験片のき裂進展挙動，き裂開閉口挙動，ラチェット変形の差異をもとに検討した。また，相互作用の機構を理論的に明らかにする為に，き裂のひずみエネルギー解放率をもとにき裂進展経路の推定を行い，相互作用の新しい機構を提案した。

## 平行軸まわりに回転する長方形管内の流れに関する研究

村 川 勇 人

管軸と平行な軸まわりに回転する長方形管内での強制対流熱伝達の発達域における層流について、浮力の影響を考慮し、差分法による数値解析を行った。そして種々の縦横比及びプラントル数における流れ場・温度場・圧力場及び管摩擦係数とヌセルト数等を調べた。その結果、浮力の影響により管内に二次流れが生じ、更に浮力の影響が強くなると、圧力の不均衡により管内に付随渦が発生・発達・消滅することがわかった。

## スクイーズ膜特性に及ぼす潤滑流体の慣性力の影響に関する研究

守 田 範 夫

平行円形非圧縮性スクイーズ膜を対象に、比較的大きな振幅の正弦波状スクイーズ運動をする場合における潤滑流体の慣性力を考慮した特性を理論的、実験的に調べた。慣性項を膜厚さ方向に平均化して取り扱う解法は広い範囲にわたって近似の精度がよいことがわかった。

## 〔生産機械工学専攻〕

## 急凝固粉末法による7475系アルミニウム合金の超塑性特性改善に関する研究

中 川 寛

高強度7475A1合金の超塑性変形速度の高速度化とキャビテーション抑制のため、急凝固粉末冶金法(PM法)を適用した超塑性板製造法を開発し、従来の溶解 casting 法(IM法)によるものとの超塑性特性を比較検討した。その結果、PM材では変形中の動的再結晶によってその結晶粒組織が著しく微細化し( $d \approx 3\mu\text{m}$ )、 $10^{-1} \text{ S}^{-1}$  オーダ(IM材;  $10^{-4} \text{ S}^{-1}$  オーダ)での高ひずみ速度超塑性変形が達成された。



## 凹面鏡の形状測定に関する研究

森 川 厚 司

近年、超精密加工技術の進歩により非球面鏡が作成可能となった。そのため高精度の形状測定方法が必要とされている。本論文では、幾何光学(フーコーテスト)と波動光学(ゾーンプレート干渉計)の2つの観点からこれを検討した。特にゾーンプレート干渉計においては、ゾーンプレートを光軸方向に移動させ、移動量に対応する光学的な光路長の変化により生ずる干渉縞を解析し、非球面鏡形状を測定する方法を考案し実験した。

## 〔化学工学専攻〕

### チタン酸バリウムセラミックスの合成プロセスに関する研究

岡 田 一 成

チタン酸バリウムセラミックスの原料粉末を、金属アルコキシド法を含む三種類の液相反応と一種の固相反応により調整し、ついでそれぞれの粉末を成形し、焼成し、多結晶焼結体を得た。

得られた合成原料粉末の特性ならびに焼結体の物性、微細構造および誘電特性を調べ、それより各合成法による原料粉末の特性とチタン酸バリウムセラミックスの特性・機能との相関性を検討した。

### 液体膜分離操作に基づく銅〔II〕の透過機構

川 治 信 介

2,9dimethyl-4,7-di phenyl-1,10-phenanthroline をキャリアーとする銅〔II〕イオンの液体膜透過機構の検討を行った。2枚の親水性膜間にキャリアー含有の有機溶媒を注入して、液膜の安定性を計り、各種陰イオン種、PH値に基づく銅〔II〕イオンとキャリアーとの親和力の差を透過推進力として、銅〔II〕イオンの選択性、濃縮率および透過速度について明らかにした。

## 気・液上昇平流接触反応装置における物質移動特性

川 島 清 隆

不可逆瞬間反応に連結される固体の関与する反応系として、空気で飽和した塩酸水溶液中での $\text{Cu}^{2+}$ による銅の溶解速度を、気液平流式の垂直円管型ならびに充填塔型装置で測定した。得られた $\text{Cu(S)}$ の溶解速度を、不可逆瞬間反応： $\text{Cu}^+ + 2\text{Cl}^- \longrightarrow \text{CuCl}_2$ に $\text{Cu}^{2+} + \text{Cu(S)} \rightleftharpoons 2\text{Cu}^+$ が連結されるとして、 $\text{Cl}^-$ の高濃度域を $\text{Cu}^{2+}$ の液本体から固体表面への拡散過程が、また $\text{Cl}^-$ の低濃度域で液本体から反応面への $\text{Cl}^-$ の拡散過程がそれぞれ律速するとして解析した。

## 乱流促進体による伝熱促進機構

米 谷 正 弘

熱および物質移動のアナロジーから流路内に矩形乱流促進体の流れ方向と直角に複数個設置した場合に、電気化学的方法により物質移動係数を測定し、フローパターンからその促進機構を明らかにした。また流体摩擦係数の測定により性能評価を行ない、乱流促進体使用の有効性を追求した。

## 米粒の乾燥方法と乾燥応力

田 中 秀 佳

吸着剤(シリカゲル)による米粒の乾燥方法を追求した。湿ったもみ米とかわいたシリカゲルを密閉容器に入れておくと、もみ米からシリカゲルへと水分が移動する。比較的単純なモデルに基づいてその水分移動機構を解析すると、そのときのもみ中の玄米粒内部の含れ率分布を推定できる。

その結果を応用して粒部の応力変化を計算し、この乾燥方法によれば乾燥割れの発生を抑えることができることを確かめた。

## ニッケル 鉱石の湿式処理 —浸出液中の $\text{MgSO}_4$ の晶出—

中 島 隆

ニッケル 鉱石を濃硫酸で処理した浸出液にアルカリ ( $\text{MgO}$  粉末) を添加すると $\text{Fe}$ および $\text{Ni}$  を水酸化物沈殿としてろ過分離できる。ろ液(ほぼ中性の $\text{MgSO}_4$  水溶液) にアセトンを加えて $\text{MgSO}_4$  の溶解度の変化を測定し、アセトン添加量を40～50wt %にとると溶解度が著しく低下することを見出した。

この結果より、 $\text{MgSO}_4$  を除いた水-アセトン混合液を蒸留などによって経済的に分離できるならば、ニッケル 鉱石の湿式処理法の実用化が可能になることがわかった。

## ロータリーリフターを装備した単一水平回転 円錐型容器による閉回路造粒操作

野 末 達 也

本研究において開発された造粒機能と分級機能とを有する単一水平回転円錐型容器による閉回路造粒システムを小型化し、操作を単純化するために、同容器小口径端より排出する未造粒小粒子群を再供給し、大口径端より均一球状造粒製品を回収するためのロータリーリフターを開発した。

さらに、同リフターを装着した上記円錐型造粒機を用いて、種々の操作条件のもとで炭酸カルシウム粉末－水系の閉回路造粒操作を試み、造粒製品の改善を実験的に確かめると同時に、これに基づく新しい省エネルギー的造粒プロセスの開発・設計の指針を与えた。

(化学工学論文集Vol. 13, pp.529(1987)に掲載)

## 回転円板法による粒子形状分離 —粒子形状解析とその分離機構—

林 武 彦

種々の形状を有する粒子混合物から必要とする形状の粒子群を連続的に効率良く選別するために、渦巻スクレーパ付傘型回転円板を用いた形状分離器を試作し、同装置の形状分離特性を粒子形状解析に基づいて実験的に検討した。

さらに、スクレーパ壁沿いの楕円柱粒子の挙動に着目した粒子運動シミュレーションにより、本装置の異形粒子の分離機構について考察し、粒子形状分離特性に及ぼす粒子摩擦特性及び各種操作条件の影響について検討した。

(粉体工学会秋期研究発表会(1986, 東京)で発表)

## 〔電子工学専攻〕

### 強誘電性液晶セルにおける電氣的・光学的特性

大内田 裕 史

強誘電性カイラルスメクチックC(SmC\*)液晶は平板ディスプレイデバイス用材料として注目されている。本研究ではエステル系混合液晶を用いてセル厚約 $2\mu\text{m}$ のセルを作製し、電界印加に伴う光学異方性の変化を偏光顕微鏡で観察した。また、印加電圧、周波数、温度による電氣的・光学的特性の変化を測定して分極反転の過渡応答機構を検討した。電界無印加時の分子配向状態、配向膜の極性及びその強弱、イオン性不純物量が電界誘起変形と過渡応答に影響を及ぼしていることが明らかになった。

## Si(100)面上へのGeのヘテロエピタキシャル成長に関する研究

片 岡 陽 一

Si(100)- $2 \times 1$  表面上に成長させたヘテロエピタキシャルGe膜の結晶性や電気的特性を、低速電子線回析(LEED), オージェ電子分光(AES), X線回析, ラマン散乱, 及びホール効果の測定により研究した。基板温度が  $350^{\circ}\text{C}$  以上のとき, 高品質の Ge 単結晶膜を得るには  $1000\text{\AA}$  以上の膜厚が必要であった。さらに, 低温であらかじめ Ge の超薄膜 ( $<200\text{\AA}$ ) をバッファ層として成長させる2段階成長法がより薄い膜厚 ( $<\sim 400\text{\AA}$ ) で良質の Ge 膜を成長させる上で有効であった。キャリア濃度や移動度の温度変化の測定によって, 電気的特性と結晶性(歪や欠陥)との相関も明らかにした。

## 強誘電性SmC\* 液晶セルにおける分子配向制御

川 田 靖

強誘電性SmC\* 液晶をディスプレイに応用するに当たって最大の技術的難関は初期分子配向の制御方法の確立である。本研究ではポリアクリロニトリル, ポリフッ化ビニリデン, テフロン等の有機高分子膜又は $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 等の金属酸化物蒸着膜でセル壁面を覆った。更に, 単方向ラビング処理を行い, 液晶分子の配向状態を比較検討した。また, 電界印加徐冷法による配向の改善も試みた。

その結果,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  の斜方蒸着と電界印加徐冷の組合せで良好な分子配向が得られた。

## CuInS<sub>2</sub>のCVD薄膜における電気伝導制御

川 邊 徹

CuInS<sub>2</sub> は, バンドギャップが $1.5\text{eV}$  であり, 太陽電池材料として期待されている。スプレー法で作ったCuInS<sub>2</sub>膜は, S過剰組成でp形, S不足組成でn形の電気伝導となる。また, 電気伝導の制御方法として熱処理が有効である。本研究では膜厚方向に組成分布を形成し, ホモ接合の作製を試みた。電圧-電流特性, 電圧-容量特性, 光起電力特性からホモ接合の形成を確認した。太陽電池としては空乏層の幅を広げる必要があり, 不純物濃度を低く抑えるための熱処理条件の詳細な検討が今後の課題である。

## **GaAs(100)面とGeのヘテロ接合界面に関する研究**

近 藤 達 巳

GaAs(100)表面にGeを薄く( $< 30 \text{ \AA}$ )蒸着した時の界面での相互拡散について、オージェ電子分光(AES), 低速電子エネルギー損失分光(LEELS)により研究した。GaAs表面はAr イオンスパッタリングとアニーリングを繰返し行うことにより清浄化した。GeとGaAsの界面はGeを基板温度  $350^\circ\text{C}$  以下で蒸着し時にはほぼ急峻であること、 $450^\circ\text{C}$  以上では相互拡散が生ずること、この時、Asの方がGaより速くGe中に拡散することなどを明らかにした。相互拡散するとき、LEELSではGe中に拡散したGa原子に帰因する新しい損失構造も見出した。

## **SiとAuの界面形成に関する研究**

出 口 康 之

$10^{-9}$  Torr 台の真空中でスパッタしたSi(100)面上にAuを蒸着した時の界面反応性について、X線光電子分光(XPS), オージェ電子分光(AES), 低速電子エネルギー損失分光(LEELS)により研究した。スパッタしたSi表面上では清浄なSi面上に蒸着した場合と異なり、AuとSiの低温界面反応はAuの蒸着直後から進行し、反応に対するAuの臨界膜厚は存在しないことを明らかにした。又、Au及びSiの内殻順位のAu蒸着量に対するシフトから、AuとSiの間には電荷移動が生じていることを示した。

## **狭帯域アンテナの整合に関する研究**

鳥 山 朋 二

アンテナと給電線との整合をとることは、信号の乱れや、伝送損失をなくする上で非常に大切なことである。この場合、インピーダンスの変化が大きなアンテナの整合をいかにしてとるか、が重要な課題となる。インピーダンスの変化には周波数による変化と自然環境等による変化とがある。この為、本論は、中心周波数において常に整合をとる為のマイコンによる自動整合器および使用周波数帯域内で歪のおきない為の位相器を開発し、総合的なアンテナ特性につき検討を行った。

## 垂直磁気記録ヘッド用磁性薄膜の研究

福 田 淳 一

高密度磁気記録方式の垂直磁気記録で使用するヘッド用薄膜について研究した。EPマグネトロンスパッタ法によりCoZrアモルファス薄膜，およびCMFマグネトロンスパッタ法によりCoZrNbアモルファス薄膜を作成し良好な軟磁気特性を得た。また試作したヘッドの電磁変換特性はまずまずの出力を得た。またCMFマグネトロンスパッタで，高透磁率磁性体であるCoZrNb合金に対しても十分マグネトロンスパッタを適用できることを確認した。

## CTS法によるZnS:Mn薄膜の不純物準位の測定

本 田 聡

薄膜エレクトロルミネセント(TFEL)素子の発光特性には薄膜中に存在する不純物準位のキャリア捕獲・放出が大きく関与している。本研究ではZnS:Mn(TFEL)薄膜にパルス電圧を印加した時に流れる過渡電流の波形について，光CTS法(Photo Induced Current Transient Spectroscopy)と同様の解析方法で薄膜内部の準位を測定した。Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>を絶縁膜とする絶縁構造型のZnS:MnTFEL膜の内部に3つのエネルギー準位が推測され，そのうちZnS:Mn膜中に存在すると考えられる2つの準位のエネルギーがMnドーパ量によって変化することが明らかになった。

## 文字の手書き変動に関する研究

松 平 正 年

本論文では手書き漢字における文字の傾きの検出方法についての考察，文字線幅の規格化手法，また，新しい変動評価量を用いてこれまでに提案されている各種規格化法について実験と考察を加えた。さらに，二次変動を吸収する規格化の一つとして，点密度周辺分布の相対的規格化手法を提案した。その結果この方法では基準パターンの選び方が問題となるが，選び方によっては他の規格化を凌ぐ結果が得られることがわかった。

## 金属島状薄膜上の色素の光学的性質に関する研究

森 口 輝 雄

真空蒸着した金、銀の島状薄膜に吸着したローダミン 6 G (R 6 G) 等の色素の光吸収、ルミネッセンス、ラマン散乱を測定し、金属薄膜特有のプラズマ共鳴による電場増大や、色素の量子効率の変化等の競合により光学過程の性質について研究した。溶液中では強いルミネッセンスの為に観測されないラマン散乱は、電場効果と無輻射過程の増大によって、金属表面上で強く観測される。ラマン散乱とルミネッセンス強度の金属膜厚依存、及び励起波長依存性を詳しく調べることによって、電場効果と化学効果に関する重要な知見を得た。

## 先端給電アンテナに関する研究

柳 瀬 信 雄

現在最も良く使用されている放射素子であるダイポールアンテナは、周波数が低くなると入力インピーダンスの実部が小さくなるため、整合をとることが困難となり、放射効率が下がるため小形で周波数帯域の広いアンテナは得られていなかった。一方、近年は、デジタルの通信が行われて来つつあり、帯域の広いアンテナが必要とされて来ている。

本論はダイポールアンテナの先端にも給電しインピーダンスの改善と、指向性の改善を目指し、高周波回路論的解析およびアンテナの理論解析を総合した解析法を用い研究を行い、多大の改善が可能であることを示した。





昭和 63 年 3 月 発行

富山県富山市五福3190番地

富山大学工学部紀要委員会

# Contents

1. The Way I've Walked Along.	.....Jun-saku YOSHIDA.....	1
2. Dynamic Characteristics of Pneumatic Transmission Lines and its Equivalent Systems.	.....Yukio MATSUMOTO, Tsuyoshi OSUMI,..... Hirohumi TAKASE, Hideaki MIYANO	5
3. Effect of Tempering Structure on Residual Grinding Stress in Ground Layer of 13 Cr Stainless Steel.	.....Hisakimi NOTOYA, Yuzo TAKATSUJI.....	16
4. Homojunction in Sprayed CuInS Thin-Film	.....Tooru KAWABE, Tetsuya KAKUTANI, Mika KAKUTANI,..... Hiroyoshi ONNAGAWA, Kazuo MIYASHITA	22
5. Measurement of the Localized Energy Level in the ZnS Thin Film by IDRC Technique	.... ..Tianen CHAI, Miki SHIBATA, Kazuo MIYASHITA.....	28
6. Dynamical Model of Prominence Formation and Oscillation	.....Jun-ichi SAKAI, A. Colin. E. Priest.....	35
7. We present a method of the self-evaluation of the ability of a scientist	.....Jun-ichi SAKAI.....	51
8. Abstract of Master degrees thesis in 1987 .....		67